



全国高等院校仪器仪表及自动化类“十二五”规划教材

光电子技术基础

◎ 谭保华 主编



图文并茂，体现光电子技术的全貌

基本光学理论与实际光电应用的桥梁

习题形式多样，增强知识的理解与应用



电子工业出版社
PUBLISHING HOUSE OF ELECTRONICS INDUSTRY

<http://www.phei.com.cn>

全国高等院校仪器仪表及自动化类“十二五”规划教材

光电子技术基础

主 编	谭保华		
副主编	吕清花	姚育成	
	朱进容	李文兵	
参 编	邓 罡	刘 婷	张金业

电子工业出版社

Publishing House of Electronics Industry

北京·BEIJING

内 容 简 介

本书从光电子技术的概念与特点出发,系统全面地介绍了光电子系统信息传递与处理各个环节的基本概念、基本原理与应用基础。一方面注重光电子技术的基础内容,体现光电子技术的全貌;另一方面适当加入了一些相关领域近年的研究、应用成果,使其更符合光电子技术迅速发展的要求。

第1章介绍光辐射的基本定律和光电子技术中常用的光源。第2章、第3章介绍激光的产生原理,以及光束的调制方法、扫描原理和几种典型的光调制器。第4章讨论光辐射探测原理及典型光辐射探测器的性能。第5章介绍光纤通信技术及器件。第6章介绍光电成像原理与器件、显示技术及相关器件。第7章介绍电光转换现象与发光及图像显示器件。第8章介绍光电子技术在国民经济、国防等方面的应用。

本书内容广泛,涉及光学、光电子学、图像处理、信号与数据处理、通信技术及计算机技术等诸多学科领域,但其作为一门基础教材,即使不具备光电专业的相关知识背景,也可以自成体系地进行学习。本书可作为高等院校光学工程、测控技术、光机电一体化、机电工程等专业本科生或研究生教材,也可作为相关专业科研人员和工程技术人员的参考用书。

未经许可,不得以任何方式复制或抄袭本书之部分或全部内容。
版权所有,侵权必究。

图书在版编目(CIP)数据

光电子技术基础 / 谭保华主编. —北京:电子工业出版社, 2014. 1

全国高等院校仪器仪表及自动化类“十二五”规划教材

ISBN 978-7-121-21782-1

I. ①光… II. ①谭… III. ①光电子技术-高等学校-教材 IV. ①TN2

中国版本图书馆CIP数据核字(2013)第258652号

策划编辑:郭穗娟

责任编辑:刘真平

印 刷:

装 订:

出版发行:电子工业出版社

北京市海淀区万寿路173信箱 邮编:100036

开 本:787×1092 1/16 印张:19.5 字数:499.2千字

印 次:2014年1月第1次印刷

定 价:45.00元

凡所购买电子工业出版社图书有缺损问题,请向购买书店调换。若书店售缺,请与本社发行部联系,联系及邮购电话:(010) 88254888。

质量投诉请发邮件至 zltz@phei.com.cn, 盗版侵权举报请发邮件至 dbqq@phei.com.cn。

服务热线:(010) 88258888。

前 言

光是一种电磁波，激光的产生则是通过把受激放大技术从电磁波谱的微波波段推广到光学波段而实现的。因此，光电子技术实质上是电子技术在光频波段的延续与扩展。自 20 世纪 60 年代激光诞生以来，光电子技术在理论及应用方面都取得了巨大进展，是现代信息技术的核心，已被广泛应用于各行各业。

光电子技术基础是光信息科学与技术必修的专业基础课程之一，在大学物理和工程光学课程的基础上，结合激光原理与技术的讲解，对整个光电子技术的理论和应用进行全面的介绍，是基本的光学理论与实际光电应用相结合的桥梁。

本书从光电子技术的概念与特点出发，系统全面地介绍了光电子系统信息传递与处理各个环节的基本概念、基本原理与应用基础。一方面，注重光电子技术的基础内容，体现光电子技术的全貌；另一方面，适当加入了一些相关领域的近年研究、应用成果，使其更符合光电子技术迅速发展的要求。本书力争以图文并茂的方式对理论内容进行阐述和说明，并配合一定量的习题进一步启发读者对知识的理解与应用。

本书共 8 章，第 1 章由朱进容编写，第 2 章由李文兵编写，第 3 章由姚育成编写，第 4 章由谭保华编写，第 5 章由邓罡编写，第 6 章由吕清花编写，第 7 章由刘婷编写，第 8 章由张金业编写。全书由谭保华统稿。

本书以教研组多年来从事本科生与硕士生教学工作的积累以及相关科研工作为主要依据，在编写过程中借鉴并引用了相关国内外优秀教材、重要学术期刊刊载的最新研究成果以及同行研究人员的学位论文资料，在此对所引用的文献资料的作者或机构表示衷心感谢！

尽管我们为编写本书付出了心血和努力，但因知识水平和能力有限，且撰写时间较仓促，书中难免存在不足之处，恳请广大读者批评指正。

编 者

2013 年 10 月

目 录

第 1 章 光学基础知识与光辐射	1	2. 3. 1 自激振荡概念	30
1. 1 光的波粒二象性	2	2. 3. 2 激光振荡条件	31
1. 1. 1 光子的波动性	2	2. 4 光学谐振腔和高斯光束	32
1. 1. 2 光子的粒子性	3	2. 4. 1 光学谐振腔及其分类	32
1. 2 光的电磁理论	3	2. 4. 2 光学谐振腔稳定条件	33
1. 2. 1 电磁波的性质	3	2. 4. 3 高斯光束的基本性质	38
1. 2. 2 电磁波谱	5	2. 4. 4 基模高斯光束的特征参数	42
1. 2. 3 麦克斯韦方程组	6	2. 4. 5 高斯光束的变换规律	43
1. 3 光的传播规律	8	2. 5 不同工作物质的激光器	48
1. 3. 1 光的反射和折射	8	2. 5. 1 固体激光器	48
1. 3. 2 光的干涉	8	2. 5. 2 气体和液体激光器	49
1. 3. 3 光的衍射	10	2. 5. 3 半导体激光器	54
1. 3. 4 光的偏振	11	2. 5. 4 自由电子激光器	54
1. 4 辐射度学和光度学基础	12	习题	56
1. 4. 1 辐射量	12	第 3 章 光束的调制和扫描	58
1. 4. 2 光度量	15	3. 1 光束调制原理	59
1. 5 黑体热辐射的基本定律	16	3. 1. 1 振幅调制	59
1. 5. 1 平衡热辐射	16	3. 1. 2 频率调制和相位调制	59
1. 5. 2 基尔霍夫定律	16	3. 1. 3 强度调制	60
1. 5. 3 绝对黑体 (黑体)	16	3. 1. 4 脉冲调制	61
1. 5. 4 斯忒潘-玻尔兹曼定律	17	3. 1. 5 脉冲编码调制	61
1. 5. 5 维恩位移定律	18	3. 2 电光调制	62
1. 5. 6 瑞利-金斯公式	18	3. 2. 1 晶体光学基础	62
1. 5. 7 普朗克定律	18	3. 2. 2 光在电光晶体中的传播	63
习题	20	3. 2. 3 电光调制	66
第 2 章 激光基本原理	21	3. 2. 4 电光波导调制	70
2. 1 相干性的光子描述	22	3. 2. 5 设计电光调制器应该考虑的问题	70
2. 1. 1 光子的基本性质	22	3. 3 声光调制	71
2. 1. 2 光子的相干性和光子简并度	22	3. 3. 1 光波在声光晶体中的传播	71
2. 1. 3 光子的相干性和光子简光度	25	3. 3. 2 声光调制的工作原理	72
2. 2 激光的形成和基本特征	26	3. 3. 3 声光波导调制器	73
2. 2. 1 光的受激辐射基本概念	26	3. 3. 4 设计声光调制器应考虑的问题	74
2. 2. 2 光的受激辐射放大	29		
2. 3 光的自激振荡	30		



3.4 磁光调制	74	4.6.2 光电倍增管	111
3.4.1 磁光体调制器	75	4.6.3 PIN 管	112
3.4.2 磁光波导调制器	75	4.6.4 雪崩光电二极管	113
3.5 直接调制	76	4.6.5 光电三极管	115
3.6 光束扫描技术	77	4.6.6 常见半导体光电器件的 应用选择	117
3.6.1 机械扫描	77	4.7 热释电探测器	118
3.6.2 电光扫描	78	4.7.1 热释电探测器的工作 原理和结构	118
3.6.3 声光扫描	79	4.7.2 热释电探测器的特性	123
3.7 空间光调制器	80	4.7.3 热释电器件的类型	125
3.7.1 泡克耳读出光调制器	80	4.7.4 热释电探测器的应用	127
3.7.2 液晶空间光调制器	82	4.8 直接探测系统的性能分析	127
习题	84	4.8.1 光电探测器的平方律 特性	128
第4章 光辐射探测原理和器件	85	4.8.2 信噪比性能分析	129
4.1 光电探测的基本物理效应	86	4.8.3 直接探测系统的探测 极限	130
4.1.1 外光电效应	86	4.8.4 其他参数	132
4.1.2 内光电效应	87	4.9 光频外差探测的基本原理	132
4.1.3 光热效应的一般规律	89	4.9.1 光外差原理	132
4.1.4 光电转换定律	92	4.9.2 基本特性	133
4.2 光电探测器的性能参数	93	4.9.3 光频外差探测的相位 条件	135
4.2.1 光电探测器的响应特性	93	习题	139
4.2.2 光电探测器的噪声特性	95	第5章 光纤通信技术	141
4.2.3 光电探测器的量子效率	96	5.1 光纤基本知识	142
4.2.4 光电探测器的其他参数	97	5.1.1 光纤的发明和发展	142
4.3 光敏电阻	97	5.1.2 光纤的基本工作原理和 结构	143
4.3.1 光敏电阻的结构与原理	97	5.1.3 光纤的分类	143
4.3.2 光敏电阻的应用	100	5.1.4 光纤的制造	145
4.4 光电池	100	5.1.5 光纤通信系统	147
4.4.1 光电池的结构与特性	100	5.2 光在光纤波导中的传播	148
4.4.2 光电池的应用	103	5.2.1 光纤原理的几何光学 描述	148
4.5 光电二极管	105	5.2.2 光纤中的电磁波	150
4.5.1 光电二极管的结构和特性	105	5.2.3 阶跃折射率光纤中的 传导模式	153
4.5.2 光电二极管的应用	109	5.2.4 渐变折射率光纤中的	
4.6 其他光电管	109		
4.6.1 光电管	109		

传导模式	158	第 7 章 电光转换现象与发光及图像显示器件	223
5.3 光纤的损耗与色散	160	7.1 发光二极管	224
5.3.1 光纤中的损耗	160	7.1.1 发光二极管的工作原理及结构	224
5.3.2 吸收损耗	161	7.1.2 发光二极管的特性及技术	225
5.3.3 散射损耗	162	7.1.3 LED 的应用领域	229
5.3.4 外部损耗	162	7.2 液晶显示器 (LCD)	230
5.3.5 光纤通信波段	163	7.2.1 液晶显示器的分类和特性	230
5.3.6 光纤中损耗的测量	163	7.2.2 TFT 液晶显示器的物理结构和工作原理	233
5.3.7 光纤中的色散	164	7.2.3 TFT 液晶显示器的制造工艺	234
5.3.8 常用单模光纤	166	7.2.4 液晶显示器的性能及光学特性	240
5.4 光通信器件	168	7.3 等离子体显示器 (PDP)	242
5.4.1 光源	168	7.3.1 等离子体的产生及等离子体显示器的发展历史	242
5.4.2 光探测器	172	7.3.2 等离子体显示器的分类及 AC-PDP 的工作原理	243
5.4.3 光放大器	172	7.3.3 等离子体显示器的特性和应用	247
5.4.4 光纤连接器和光纤耦合器	175	7.4 有机电致发光显示器	248
5.4.5 其他光通信器件	177	7.4.1 有机电致发光显示器的发展历史	248
习题	178	7.4.2 有机电致发光显示器的发光原理	250
第 6 章 光电成像系统	181	7.4.3 有机电致发光显示器的材料	252
6.1 光电成像系统概述	182	7.4.4 有机电致发光显示器的性能参数	254
6.2 固体摄像器件的分类及性能	183	7.4.5 有机电致发光显示器的制备过程	256
6.2.1 电荷耦合摄像器件	183	7.5 其他显示技术	259
6.2.2 电荷耦合摄像器件的特性参数	191	7.5.1 场致发射平板显示器	259
6.2.3 互补金属氧化物半导体图像传感器 CMOS	196	7.5.2 立体显示技术	267
6.2.4 红外焦平面器件	200	习题	271
6.3 红外成像技术	202		
6.3.1 红外成像的基本原理	203		
6.3.2 红外成像器件的参数	207		
6.3.3 典型的红外光学系统	209		
6.4 光学成像系统和光学传递函数	211		
6.4.1 光学传递函数 (OTF)	212		
6.4.2 调制传递函数 (MTF)	215		
6.4.3 光学成像系统总体性能评价和分析	217		
习题	221		



第 8 章 光电子技术应用举例	272	8.6 激光印刷	286
8.1 光电成像系统的应用	273	8.6.1 激光照排系统	286
8.1.1 线阵 CCD 的应用	273	8.6.2 激光打印机和复印机	286
8.1.2 面阵 CCD 和 CMOS 的 应用	273	8.7 激光加工	288
8.1.3 红外成像系统的应用	274	8.7.1 激光切割	288
8.2 CCD 摄像机和数码相机	274	8.7.2 激光打孔	288
8.2.1 CCD 摄像机	274	8.7.3 激光焊接	289
8.2.2 数码相机	275	8.7.4 激光热处理	289
8.3 光盘存储	276	8.8 激光雷达	290
8.3.1 分类与信息存储	277	8.8.1 激光大气遥感	290
8.3.2 DVD 与 CD 的区别	278	8.8.2 激光测距	293
8.4 全息技术应用	279	8.9 激光武器	293
8.4.1 全息干涉测量	279	8.9.1 激光武器的关键技术	293
8.4.2 全息存储	280	8.9.2 机载和星载激光武器	294
8.4.3 全息三维显示	281	8.10 激光医学应用	294
8.4.4 全息光学元件	282	8.10.1 激光美容	294
8.5 光纤通信	283	8.10.2 激光近视治疗	294
8.5.1 光纤通信系统结构	283	8.10.3 激光碎石	295
8.5.2 光纤到户	285	习题	296
		参考文献	297

第 1 章

光学基础知识与光辐射

【学习目标】

通过本章学习，掌握光的本性、电磁波的特性、麦克斯韦方程组和黑体辐射基本定律等相关知识，了解辐射度学和光度学基础知识，为后续章节的学习打下基础。

【学习要求】

- 掌握光的波粒二象性及其典型现象
- 掌握电磁波的产生、传播及在空间传播的电磁波的一些普遍特性
- 掌握麦克斯韦方程组的积分形式和微分形式
- 掌握光的传播规律
- 了解辐射度学和光度学基础知识
- 掌握黑体热辐射的一些基本定律

【引例】

光学的基本任务是研究光的基本属性、光的传播和接收以及辐射等的基本规律；光和其他物质相互作用、光的控制和探测以及光在科学技术等方面的应用。本章主要介绍光电子技术必备的一些光学基础知识和光辐射的基本定律，如光的波粒二象性、光的电磁理论、光传播规律、光辐射的探测和计量，以及光辐射的基本定律等。

如图 1.1 所示，就是在沙漠中，由于光的折射和全反射而产生的海市蜃楼现象。



图 1.1 海市蜃楼

1.1 光的波粒二象性

在人们对物理学的研究过程中,光的本性和光的颜色问题一直是研究的热点。17 世纪西方对于光的本质的认识有两种主要的学说:一是以牛顿为代表的微粒说,他们认为光是直线传播的微粒流;另一种是以惠更斯为代表的波动说,他们认为光是在弹性介质中传播的波动。

惠更斯认为,光是一种机械波,光波是一种靠物质载体来传播的纵向波,传播它的物质载体是“以太”;波面上的各点本身就是引起媒质振动的波源。根据这一理论,惠更斯证明了光的反射定律和折射定律,也比较好地解释了光的衍射、双折射现象和著名的“牛顿环”实验。如果说这些理论不易理解,惠更斯又举出了一个生活中的例子来反驳微粒说。如果光是由粒子组成的,那么在光的传播过程中各粒子必然互相碰撞,这样一定会导致光的传播方向的改变。而事实并非如此。但是牛顿提出了两点反驳惠更斯的理由。一是光如果是一种波,它应该同声波一样可以绕过障碍物;二是方解石的双折射现象说明光在不同的边上有不同的性质,而波动说是无法解释其原因的。由于牛顿的权威,微粒说占了上风,致使很长时间波动说观点被忽略。

到了 19 世纪,杨氏 (T. Young) 和菲涅尔 (A. J. Fresnel) 等人发现了光的干涉、衍射和偏振等现象。这些现象都是光的波动性的基本特征。1850 年,佛科 (J. B. Foucault) 利用实验测出了光在水中的速度,证实光在水中的速度要小于在空气中的速度,这些事实都为波动说提供了重要的实验依据。

19 世纪中期,麦克斯韦 (J. C. Maxwell) 建立了电磁场理论,确认光是一种电磁波,否定了惠更斯的机械波动说。随后赫兹在实验室证明了电磁波的存在,并进一步证明了电磁波和光波一样能发生反射、折射、干涉和偏振等现象。19 世纪末,迈克尔逊干涉实验进一步摒弃了有关“以太”的假设,从而为波动说建立了更为坚实的理论基础。

但是,从 19 世纪末开始,人们发现了一些不能用波动说解释的现象,如黑体辐射、光电效应和原子的线状光谱等,人们认识到要解释这些光和物质相互作用的现象,光必须具有粒子性。20 世纪初普朗克提出了光辐射的量子理论。1905 年爱因斯坦发表了题为《关于光的产生和转化的一个推测性观点》的论文。他认为对于时间的平均值,光表现为波动;而对于时间的瞬时值,光表现为粒子性。这是历史上第一次揭示波粒二象性,这一理论得到了学术界的广泛接受。1921 年,爱因斯坦因为“光的波粒二象性”这一成就而获得了诺贝尔物理学奖。他提出光在吸收和发射时能量是一份一份的,光本身也是由一个个不可分割的能量子组成的,这些能量子就叫做光子。

综上所述,光具有波动性和粒子性的双重性质,所以通常称光具有波粒二象性。光的波粒二象性在 20 世纪初得到了科学家们的公认。

1.1.1 光子的波动性

光子能够表现出经典电磁波的干涉、折射和衍射等性质。描述光子波动特征的物理量是频率 ν 和波长 λ 。光子具有波动性表现为它在空间运动轨迹的不确定性,即在考察每个光子的运动时,光子没有确定的轨迹。但是在考察光子束的全部光子的运动时,光子的运动就表现出与经典电磁波动理论计算结果一致的规律性。



1.1.2 光子的粒子性

光子的粒子性表现为和物质相互作用时不像经典电磁波那样可以传递任意值的能量，而只能传递量子的能量。描述光子粒子性特征的物理量是能量 ε 和动量 P 。光是以光速运动的粒子（或光子）流，每一个光子的能量是

$$\varepsilon = h\nu = \hbar\omega \quad (1-1)$$

式中， h 为普朗克常量， $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ， ν 为光的频率， ω 为光的圆频率。

光的能量密度或光强 I （单位时间内垂直通过单位面积的光能）取决于单位时间内通过的光子数 N ，其表示式为

$$I = Nh\nu \quad (1-2)$$

光子除了具有能量外，还具有质量 m 和动量 P 。根据爱因斯坦狭义相对论，每个光子的质量为

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (1-3)$$

式中， c 为真空中的光速。由相对论的能量和动量关系：

$$\varepsilon = Pc + m_0c^2 \quad (1-4)$$

光子的静止质量为零，所以光子的动量大小为

$$P = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c} \quad (1-5)$$

描述光子的粒子性物理量能量 ε 和动量 P 与波动性物理量频率 ν 和波长 λ 之间，存在式 (1-1) 和下式关系：

$$P = \frac{h}{\lambda} \quad (1-6)$$

由式 (1-1) 和式 (1-6) 可知，表示光子粒子性的能量和动量的计算式中都含有表示波动性特征的物理量——频率 ν 和波长 λ 。利用统计的观点，可以将光子的波动性与粒子性统一起来：一方面光子具有集中的能量、质量和动量，也就是具有微粒性；另一方面，它们在空间各处出现，各有一定的概率，由这个概率可以计算出它们的空间分布，而这种空间分布与波动的概念一致。这就是光子的波粒二象性。

1.2 光的电磁理论

1.2.1 电磁波的性质

1864 年，麦克斯韦建立了描述电磁场变化规律的麦克斯韦方程组，从理论上预见了电磁波的存在。因为电磁波方程预测的电磁波速度与光速的测量值相等，麦克斯韦推论光波也是电磁波。1888 年，赫兹测定了电磁波的波速，其数值与麦克斯韦预料的完全相同。同时赫兹用实验验证了电磁波具有光波的一切性质，能产生反射、折射、衍射和干涉等现象。电磁波是一种物质，也具有能量。

电磁场理论认为，光是一定频率范围内的电磁波，而电磁波就是变化电磁场的传播。如图 1.2 所示，变化的电场 E 会产生磁场 B ，变化的磁场 B 会产生电场 E ，变化的电场和变化

的磁场构成了一个不可分离的统一的场，这就是电磁场。而变化的电磁场在空间的传播形成了电磁波。

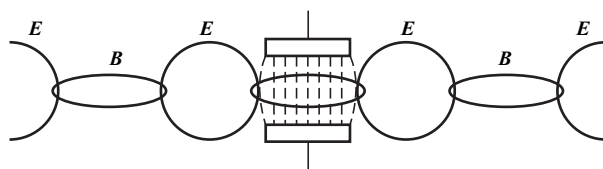


图 1.2 电磁波的产生

所以电磁波是由相互垂直的电场 E 和磁场 B 在空间以波的形式移动，如图 1.3 所示，电磁波的传播方向垂直于由电场 E 和磁场 B 组成的平面，有效地传递动量和能量等。

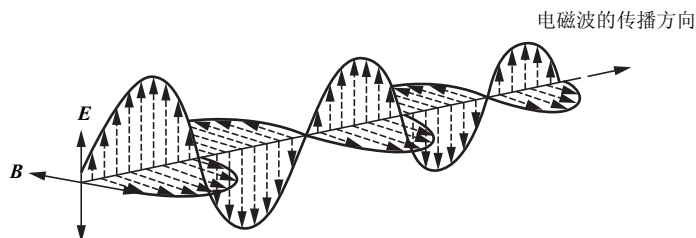


图 1.3 电磁波传播方向

电磁波的传播不需要介质。同频率的电磁波，在不同介质中的速度不同。不同频率的电磁波，在同一种介质中传播时，频率越大折射率越大，速度越小。电磁波只有在同种均匀介质中才能沿直线传播。通过不同介质时，会发生反射、折射、散射和吸收等。

电磁波具有如下基本性质：

(1) 电磁波是横波，所以电场矢量 E 和磁场矢量 H 所组成的平面垂直于传播方向 K ，电场矢量 E 和磁场矢量 H 与传播方向 K 构成右手螺旋关系。

(2) 沿给定方向传播的电磁波， E 和 H 的振动方向均在垂直于传播方向 K 的平面内，这种特性即为偏振性。

(3) 空间各点 E 和 H 都做周期性变化，而且相位相同。

(4) 在任意时刻空间任一点， E 和 H 在量值上的关系为

$$\sqrt{\epsilon} E = \sqrt{\mu} H \quad (1-7)$$

式中， ϵ 为介质中的介电常数； H 为介质中的磁导率。

(5) 电磁波在真空中的传播速度为

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (1-8)$$

式中， ϵ_0 为真空中的介电常数； μ_0 为真空中的磁导率。其中， $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ ， $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ ，所以推得 $c \approx 3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$ 。由于光是电磁波，所以 c 即为光在真空中的传播速度。

电磁波在介质中的传播速度为

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (1-9)$$

一般情况下， ϵ 和 μ 是电磁波频率 ν 的函数。所以介质中不同频率的电磁波具有不同的传播速度，这就是电磁波在介质中的色散现象。

1.2.2 电磁波谱

电磁波的波谱范围很广，无线电波、光波（红外光、可见光、紫外线）、X射线、 γ 射线都是电磁波。真空中电磁波的波长 λ 和频率 ν 的关系为

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (1-10)$$

式中， c 为真空中的光速，其值为常数 $3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$ ，所以频率不同的电磁波在真空中具有不同的波长。频率越高，对应的波长就越短。按电磁波的波长或频率大小的顺序把它们排列成谱，就形成了如图1.4所示的电磁波谱。

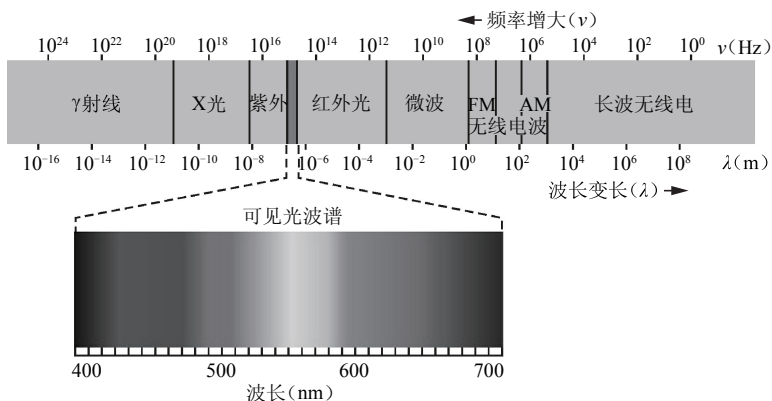


图 1.4 电磁波谱

不同的电磁波由于具有不同的波长或频率而具有不同的特性，由于光的频率都很高，一般为 $10^{12} \sim 10^{16} \text{ Hz}$ ，数字很大，使用起来不方便，所以一般采用波长来表征。电磁波谱可大致分为以下几种：

(1) 无线电波。波长大于 1 mm 的电磁波。通常无线电波是由晶体管等元器件制作的电子线路中产生的，因此频率纯度很高；并通过对电子线路进行调制，可用来传递各种信息。一般的电视、无线电广播、卫星转播、雷达、移动电话和微波炉等就是用的这种波。

(2) 红外线。波长从 $0.76 \mu\text{m} \sim 1 \text{ mm}$ ，红外线的热效应很显著。所有物体都辐射红外线，这个特性对于观察和测定肉眼看不见的对象具有特殊的意义。利用目标和背景以及物体发射能力的差异可做成各种红外仪器，对目标进行探测、跟踪和搜索等。红外技术已广泛应用于科学研究、工农业生产、医疗和军事等方面。

(3) 可见光。人眼可接收到的电磁辐射，波长范围在 $0.40 \sim 0.76 \mu\text{m}$ 之间，称为可见光，可见光在整个电磁波谱中只占很小的一部分。只要是温度大于热力学零度的物体都可以发射电磁辐射，而世界上目前还没有发现温度低于或等于热力学零度的物体，所以人们周边所有的物体时刻都在进行电磁辐射。尽管如此，只有处于可见光范围内的电磁波，才是可以被人们看到的，人们日常感受到的白光是各种颜色的可见光的混合。

(4) 紫外线。波长比可见光短，波长范围为 $0.03 \sim 0.40 \mu\text{m}$ ，具有显著的化学效应和荧光效应，可用于灭菌消毒、照相制版和设计防伪措施等。

通常所说的光学区域（或光学频谱）包括紫外线、可见光和红外线。红外线和紫外线都是人类看不见的，只能利用特殊的仪器来探测。无论是紫外线、可见光还是红外线，它们都是由原子或分子等微观客体激发的。近年来，一方面由于超短波无线电技术的发展，无线电

波的范围不断朝波长更短的方向发展；另一方面由于红外技术的发展，红外线的范围不断朝波长更长的方向扩展。目前超短波和红外线的分界已不存在，其范围有一定的重叠。

(5) X 射线（伦琴射线）。波长范围为 $0.1\text{nm} \sim 0.03\mu\text{m}$ 。X 射线是由原子的内层电子从一个能态跳至另一个能态时或电子在原子核电场内减速时所发出的。X 射线具有很强的穿透力，能使胶片感光，使荧光屏发光。利用这些性质可以透视人体内部的病变，检查金属内部的损伤情况等。

(6) γ 射线。波长范围为 $1.0\text{pm} \sim 0.1\text{nm}$ 。 γ 射线是从原子核内发出的，放射性物质或原子核反应中常有这种辐射伴随着发出。 γ 射线的穿透力很强，对生物体的破坏力很大，常作为一种放射线使用，可用于金属探伤和研究原子核结构。

目前已经发现并得到广泛利用的电磁波有波长短到 10^{-5}nm 以下的，也有波长长达 10^4m 以上的，表 1.1 列出了电磁波谱的划分、产生方式和用途等。

表 1.1 电磁波谱的划分、产生方式和用途

电磁波谱	真空中的波长	频率 (MHz)	主要产生方式	本 质	用 途
无线电波	$>1\text{mm}$	$<3 \times 10^5$	由振荡电路所产生的电磁辐射		无线电技术
红外线	$0.76\mu\text{m} \sim 1\text{mm}$	$3 \times 10^5 \sim 4 \times 10^8$	由炽热物体气体放电或其他光源激发分子或原子等所产生的电磁辐射	外层电子跃迁	红外线遥感
可见光	$0.40 \sim 0.76\mu\text{m}$	$4 \times 10^8 \sim 7.5 \times 10^8$			照明、摄影
紫外线	$0.03 \sim 0.40\mu\text{m}$	$7.5 \times 10^8 \sim 10^{10}$			医用消毒、防伪、照相制版
X 射线	$0.1\text{nm} \sim 0.03\mu\text{m}$	$10^{10} \sim 3 \times 10^{12}$	用高速电子流轰击原子中的内层电子而产生的电磁辐射	内层电子跃迁	检查、医用透视
γ 射线	$1.0\text{pm} \sim 0.1\text{nm}$	$3 \times 10^{12} \sim 3 \times 10^{14}$	放射性原子衰变所发出的电磁辐射	原子核衰变或裂变	金属探伤、医用治疗

1.2.3 麦克斯韦方程组

麦克斯韦将电场和磁场的所有规律综合起来，建立了完整的电磁场理论体系，这个电磁场理论体系的核心就是麦克斯韦方程组。麦克斯韦方程组在电磁学中的地位，如同牛顿运动定律在力学中的地位一样，这个理论被广泛应用于各个技术领域。

在连续介质中，电位移矢量 \mathbf{D} 、磁感应强度矢量 \mathbf{B} 、电场强度矢量 \mathbf{E} 和磁场强度矢量 \mathbf{H} 均为位置 r 和时间 t 的函数，它们之间的关系满足麦克斯韦方程组。

麦克斯韦方程组的积分形式为

$$\oiint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} = q \quad (1-11)$$



$$\oiint_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (1-12)$$

$$\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \iint_s \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \quad (1-13)$$

$$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int_s \left(\mathbf{j}_c + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{s} \quad (1-14)$$

式(1-11)描述了电场的性质。在一般情况下,电场可以是库仑电场也可以是变化磁场激发的感应电场,而感应电场是涡旋场,它的电位移线是闭合的,对封闭曲面的通量无贡献。

式(1-12)描述了磁场的性质。磁场可以由传导电流激发,也可以由变化电场的位移电流所激发,它们的磁场都是涡旋场,磁感应线都是闭合线,对封闭曲面的通量无贡献。

式(1-13)描述了变化的磁场激发电场的规律。

式(1-14)描述了变化的电场激发磁场的规律。

当

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0$$

方程组就还原为静电场和稳恒磁场的方程:

$$\oiint_s \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} = q \quad (1-15)$$

$$\oiint_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (1-16)$$

$$\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (1-17)$$

$$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I \quad (1-18)$$

麦克斯韦方程组的积分形式反映了空间某区域的电磁场量 (\mathbf{D} 、 \mathbf{B} 、 \mathbf{E} 和 \mathbf{H}) 和场源 (电荷 q 和电流 I) 之间的关系。

在电磁场的实际应用中,经常要知道空间逐点的电磁场量和电荷 q 、电流 I 之间的关系。从数学形式上,就是将麦克斯韦方程组的积分形式转化为微分形式。

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1-19)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-20)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-21)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1-22)$$

式中, ρ 为自由电荷体密度; \mathbf{j} 为传导电流密度。这种微分形式的麦克斯韦方程组概括了静电场和稳恒电流磁场的性质,以及变场情况下电场和磁场之间的关系。由于把空间任意点的电磁场联系在一起,从而可以确定空间任意点的电磁场。麦克斯韦方程组是宏观电磁现象的基本规律,电磁场的计算都可归结为求麦克斯韦方程组的解。静电场、恒定电场和恒定磁场的方程都可以由麦克斯韦方程导出。

在不同的惯性参考系中,麦克斯韦方程都有同样的形式。应用麦克斯韦方程组解决实际问题时还要考虑电介质和磁介质对电磁场的影响。

麦克斯韦方程组涉及的方程包括:

- (1) 安培环路定理。即磁场强度沿任意回路的环量等于环路所包围电流的代数和。
- (2) 法拉第电磁感应定律。即电磁场互相转化，电场强度的旋度等于磁感应强度对时间的负偏导。
- (3) 磁通连续性定理。即磁力线永远是闭合的，磁场是没有标量的源。
- (4) 高斯定理。即穿过任意闭合面的电位移通量，等于该闭合面内部的总电荷量。

1.3 光的传播规律

1.3.1 光的反射和折射

由光的电磁理论可知，光在介质界面上的反射和折射，实质上是光与介质相互作用的结果，因而进行一般的理论分析非常复杂，所以进行简化处理。不考虑光与介质的微观作用，根据麦克斯韦方程组和电磁场的边界条件进行讨论。

当光波由一种介质入射到另一种介质时，在界面上会发生反射和折射。假设两种介质为均匀、透明、各向同性的，分界面为无穷大平面，入射、反射和折射光均为平面光波，其电场表示式为

$$\mathbf{E}_l = E_{0l} e^{-i(\omega t - \mathbf{k}_l \cdot \mathbf{r})} \quad l = i, r, t \quad (1-23)$$

式中，下标 l 为 i 、 r 、 t ，分别代表入射光、反射光和折射光。 \mathbf{r} 为界面上任意点的矢径，按图 1.5 所示的坐标情况有

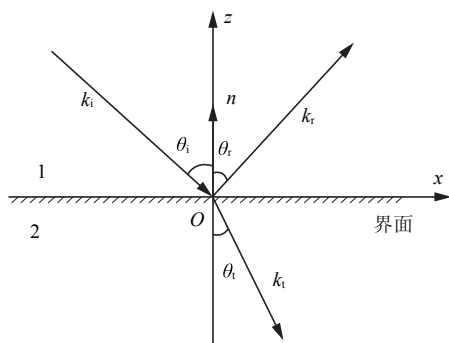


图 1.5 光的反射和折射

$$\mathbf{r} = ix + jy \quad (1-24)$$

根据电磁场的边界条件，可得

$$\omega_i = \omega_r = \omega_t \quad (1-25)$$

$$(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r} = 0 \quad (1-26)$$

$$(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_t) \cdot \mathbf{r} = 0 \quad (1-27)$$

由式 (1-25) ~ 式 (1-27) 可知，入射光、反射光和折射光具有相同的频率；入射光、反射光和折射光均在入射平面内。

根据图 1.5 所示的几何关系，由式 (1-26) 和式 (1-27) 可得

$$k_i \sin \theta_i = k_r \sin \theta_r \quad (1-28)$$

$$k_i \sin \theta_i = k_t \sin \theta_t \quad (1-29)$$

因为 $k = n\omega/c$ ，式 (1-28) 和式 (1-29) 可改写为

$$n_i \sin \theta_i = n_r \sin \theta_r \quad (1-30)$$

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t \quad (1-31)$$

式 (1-30) 和式 (1-31) 即为光在介质界面上的反射定律和折射定律，其中折射定律又称为斯涅耳 (Snell) 定律。

1.3.2 光的干涉

光波并不像机械波那样容易产生干涉。例如，两个独立的光源发出的光波相互叠加时却观察不到干涉现象，这是因为光源的发光过程是光源内部微观粒子运动的一种随机性和非连



续性过程。普通光源发出的光是光源中的原子或分子的运动状态发生变化时所辐射出来的电磁波。设由同一光源分离出来的两束光的光矢量分别为

$$\mathbf{E}_1(x, y) = A_1(x, y) \exp[i\phi_1(x, y)] \quad (1-32)$$

$$\mathbf{E}_2(x, y) = A_2(x, y) \exp[i\phi_2(x, y)] \quad (1-33)$$

式中, $A_1(x, y)$ 、 $A_2(x, y)$ 分别为 $E_1(x, y)$ 和 $E_2(x, y)$ 的振幅, $\phi_1(x, y)$ 和 $\phi_2(x, y)$ 分别为两波面的相位。

两束光要发生干涉, 必须满足以下条件: (1) 传播方向和振动方向相同; (2) 振动频率相同; (3) 相位差恒定。根据电磁波叠加理论, 两束光在干涉区域内叠加可以得到具有同样频率或周期的合振动:

$$\mathbf{E}(x, y) = A_1(x, y) \exp[i\phi_1(x, y)] + A_2(x, y) \exp[i\phi_2(x, y)] \quad (1-34)$$

由光学原理可知, 光强与光波振幅 A 的平方成正比。

$$\begin{aligned} I(x, y) &= E_1(x, y) \cdot E_2(x, y) \\ &= A_1^2(x, y) + A_2^2(x, y) + 2A_1(x, y)A_2(x, y)\cos[\phi_1(x, y) - \phi_2(x, y)] \\ &= I_1(x, y) + I_2(x, y) + 2\sqrt{I_1(x, y)I_2(x, y)}\cos[\phi_1(x, y) - \phi_2(x, y)] \\ &= a(x, y) + b(x, y)\cos\Delta\phi(x, y) \end{aligned} \quad (1-35)$$

式中, $I_1(x, y)$ 和 $I_2(x, y)$ 分别为两束光的光强, $I(x, y)$ 为两束光叠加的光强函数, $\Delta\phi(x, y)$ 为两束光的相位差函数。同时根据对比的定义:

$$\begin{aligned} I_{\max}(x, y) &= (A_1(x, y) + A_2(x, y))^2 \\ &= I_1(x, y) + I_2(x, y) + 2\sqrt{I_1(x, y)I_2(x, y)} \end{aligned} \quad (1-36)$$

$$\begin{aligned} I_{\min}(x, y) &= (A_1(x, y) - A_2(x, y))^2 \\ &= I_1(x, y) + I_2(x, y) - 2\sqrt{I_1(x, y)I_2(x, y)} \end{aligned} \quad (1-37)$$

所以

$$p(x, y) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1(x, y)I_2(x, y)}}{I_1(x, y) + I_2(x, y)} = \frac{b(x, y)}{a(x, y)} \quad (1-38)$$

光强分布的另一表达式为

$$I(x, y) = a(x, y) \{1 + p(x, y)\cos[\Delta\phi(x, y)]\} \quad (1-39)$$

相位差 $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ 在空间变化, 其大小决定了光强的大小。

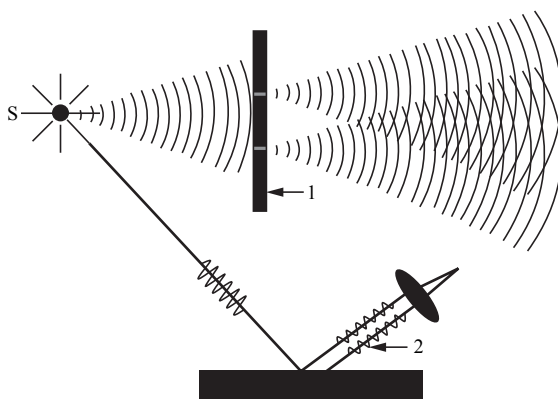
当 $\Delta\phi = \pm 2\pi m$ 或 $\Delta l = \pm m\lambda$ ($m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 时, 光强 I 为极大值, 即 $I_{\max} = (A_1 + A_2)^2$ 称为相长干涉, 呈现亮条纹。

当 $\Delta\phi = \pm (2m+1)\pi$ 或 $\Delta l = \pm (2m+1)\lambda/2$ ($m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 时, 光强 I 呈极小值, $I_{\min} = (A_1 - A_2)^2$, 称为相消干涉, 呈现暗条纹, 其中干涉级次 $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$

以上即为光的干涉现象, 即两束光叠加区域内光强呈明暗相间的分布现象, 相应的亮暗条纹称为干涉条纹。

实际工作中, 为了满足相干条件, 常常采用如图 1.6 所示的两种干涉方法: 一是利用由同一光源分离出来的两束光来实现光的干涉, 即分波面法, 如杨氏双缝干涉; 二是利用来自光源上同一点发出的光束, 沿某一方向入射到薄膜上, 在薄膜的上下表面反射形成干涉, 即分振幅法, 如薄膜干涉和迈克尔逊干涉。

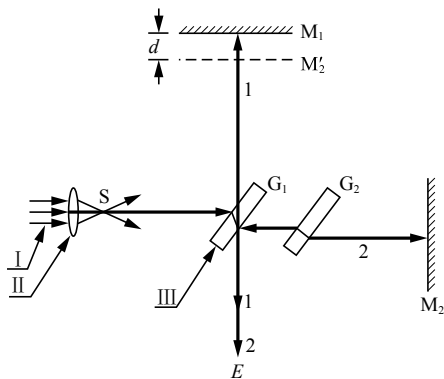
迈克尔逊干涉仪可以使用相干性较差的光源, 甚至用白光做光源, 从而得到等倾干涉条纹或等厚干涉条纹。图 1.7 所示是迈克尔逊干涉仪示意图。 M_1 、 M_2 为两个镀银或镀铝的精密



1—分波面法；2—分振幅法

图 1.6 实现光的干涉的两种方法

的平面反射镜，其中 M_1 可通过精密的丝杆控制产生平动， M_2 固定在仪器基座上。 G_1 、 G_2 是一对材料和厚度都完全相同的平板玻璃， G_1 称为分束镜，在其背面镀有一层半透明的薄膜，能使入射光能量一半反射，一半透射； G_2 称为补偿镜，补偿光路中的一些不对称因素。 G_1 、 G_2 和 M_1 、 M_2 成 45° 角。迈克尔逊干涉仪工作原理如下：从光源 S 射出的光束被 G_1 分成两部分，即反射光束 1 和透射光束 2，这两束光分别经过 M_1 和 M_2 反射后又回到 G_1 处从而在观察屏上形成干涉。在观察屏处，光看似从平面 M_1 和 M_2' 发出，其中 M_2' 是经 G_1 分光面所形成的虚像。通过移动来调节相对位置可以改变两条光线光程差，从而改变观察屏处的干涉条纹。若将 M_2 调整到和 M_1 严格垂直，则可以观察到同心圆环状的等倾干涉条纹；若将 M_2 调整到和 M_1 略微偏离垂直，则可以观察到一系列由平行直线组成的等厚干涉条纹。



I—激光；II—扩束透镜；III—半反射膜

图 1.7 迈克尔逊干涉仪

1.3.3 光的衍射

当光在传播过程中遇到障碍物时，光会绕过障碍区而进入几何阴影区，这种现象称为光的衍射现象。光的衍射可以用惠更斯—菲涅尔原理解释：薄面上的任一点都可看成能向外发射子波的子波源，波面前方空间某一点的振动就是到达该点的所有子波的相互叠加。

在定量计算和分析子波干涉在某点所产生的效果时，要考虑波面是平面波还是球面波，



以及在多远的地方观察衍射图样等问题。根据光源、障碍物和观察屏三者的相对位置将衍射分为两大类：菲涅尔衍射和夫琅禾费衍射。菲涅尔衍射指光源和观察屏（或其中之一）离障碍物为有限远时所产生的衍射；夫琅禾费衍射指光源和观察屏离障碍物的距离为无限远时所产生的衍射，如图 1.8 所示。

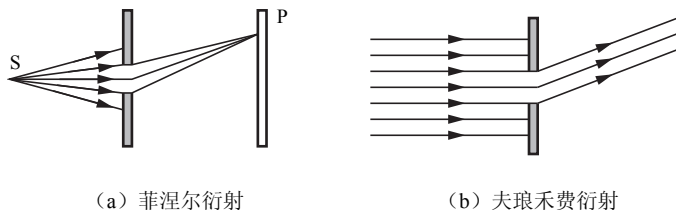


图 1.8 两类衍射

夫琅禾费衍射中最有代表性的是单缝衍射。如图 1.9 所示，两个透镜实现了“无限远”的条件，衍射图样是一组平行于狭缝的明暗相间的条纹。位于中央的条纹为亮条纹，宽度最宽而且最亮，称为中央明纹，其他条纹对称地分布在中央明纹两侧。单缝衍射的明纹公式为

$$a \sin \theta = \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2} \quad (k=1, 2, \dots) \quad (1-40)$$

式中， a 为单缝宽度， k 为明纹的级次。由式可知：波长越长、衍射角 θ 越大或波长一定、缝宽越窄，衍射现象越显著。

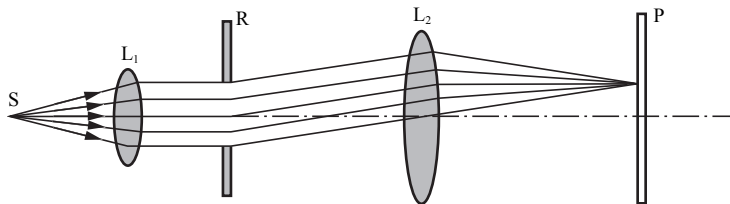


图 1.9 利用实验方法实现夫琅禾费衍射

若将单缝换成圆孔即形成了圆孔衍射。圆孔衍射图样是一系列明暗相间的同心圆环，中央是一个亮斑，称为艾里斑。分布在艾里斑上的光能大约占通过圆孔总光能的 84%。在圆孔的夫琅禾费衍射中，艾里斑的直径通常都很小，所以角半径也很小，利用惠更斯-基尔霍夫公式可以算出第一暗环衍射角 θ 满足：

$$\theta \approx \sin \theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (1-41)$$

式中， D 为通光孔径。艾里斑规定了光学仪器的分辨率极限，由上式可知提高光学仪器分辨本领的基本途径是：

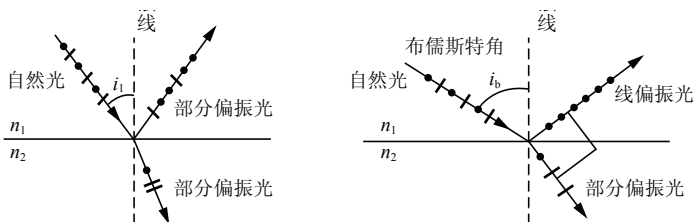
- (1) 加大物镜的通光孔径 D ；
- (2) 采用较短的工作波长 λ 。

1.3.4 光的偏振

光的干涉和衍射现象体现了光的波动性，但不能充分证明光波到底是横波还是纵波。光的偏振现象充分说明了光波是横波。光波是电磁波，普通光源发出的光是大量分子或原子自发辐射的电磁波，含有各种不同的频率成分和各种不同振动方向的光矢量。若光矢量的振动

在各个方向上出现的概率相等、时间平均值相同且各个光振动之间没有固定的相位关系，这样的光称为自然光。如果空间传播的电磁波，其电场矢量在某一特殊的平面内振动，则称这种电磁波为完全偏振波或线偏振波。

由自然光得到偏振光的过程称为起偏，所用器件为起偏器；检查某光束是否为线偏振光的过程称为检偏，所用器件为检偏器。常见的起偏方式主要有两种：一是由双折射获得偏振光；二是利用反射获得偏振光。如图 1.10 所示，当一束光以任意入射角 i_1 入射到两种各向同性的介质的分界面上而发生反射和折射时，其反射光一般都变为部分偏振光。当入射角 i_1 等于某一特定的角 i_b 时则反射光成为线偏振光，且其光振动垂直于入射面。



(a) 一般入射角下的反射和折射 (b) 布儒斯特角下的反射和折射

图 1.10 由反射获得线偏振光

设入射和折射介质的折射率分别为 n_1 和 n_2 ，由图 1.10 (b) 可知， i_b 与折射角 i_2 的关系为

$$i_b + i_2 = \frac{\pi}{2} \quad (1-42)$$

而

$$n_1 \sin i_b = n_2 \sin i_2 \quad (1-43)$$

联立式 (1-42) 和式 (1-43) 有

$$\tan i_b = \frac{n_2}{n_1} \quad (1-44)$$

即

$$i_b = \arctan \frac{n_2}{n_1} \quad (1-45)$$

式 (1-45) 即为布儒斯特定律，其中 i_b 为布儒斯特角。

1.4 辐射度学和光度学基础

对于光辐射的探测和计量，存在着辐射度学单位和光度学单位两套不同的单位体系。辐射度学量是用能量单位描述光辐射能的客观物理量，适用于整个电磁波段，其基本量是辐射通量或辐射能。光度学量描述光辐射能为人眼接受所引起的视觉刺激大小的强度，适用于可见光波段，其基本量是发光强度。

1.4.1 辐射量

辐射度学是测量电磁波所传递的能量或测量与这一能量特征有关的其他物理量的科学技术。人类生活在电磁辐射的环境中，因此，在测量和控制这种辐射能方面会有很多要求。在



整个电磁频谱范围内,不同的频谱段,应采用不同的辐射能测量方法。辐射度学量表示辐射能的大小,基本量是辐射功率或辐射通量,单位是瓦特(W)。辐射度学适用于整个电磁波谱,主要用于X光、紫外光、红外光以及其他非可见的电磁辐射。

在光辐射测量中,常用的几何量是立体角。任意光源发射的光能量都是辐射在周围一定空间内。所以在进行有关光辐射的讨论和计算时,也将是一个立体空间的问题。与平面角度相似,我们可把整个空间以某一点为中心划分为若干立体角。立体角的定义是:被立体角所切割的球面面积除以球半径的平方,用 $d\Omega$ 表示,如图1.11所示。

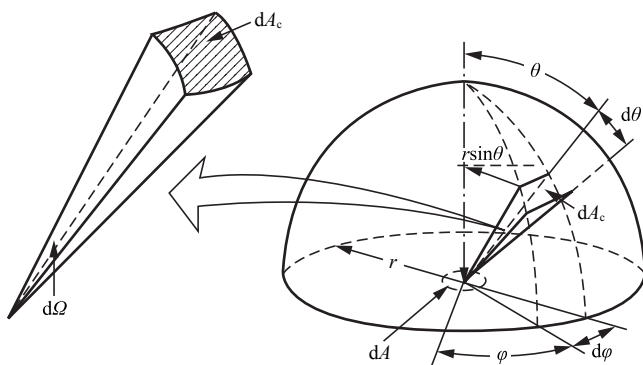


图 1.11 立体角示意图

$$\begin{cases} d\Omega = \frac{dA_c}{r^2} \\ dA_c = r d\theta \cdot r \sin \theta \cdot d\varphi \\ d\Omega = \frac{dA_c}{r^2} = \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi \end{cases} \quad (1-46)$$

辐射度学中主要有以下量和单位:

(1) 辐射能 Q_e 。一种以电磁波形式发射、传输或接收的能量,单位是焦耳(J)。

(2) 辐射通量(或辐射功率) Φ_e 。单位时间内通过某一定面积发射、传输或接收的辐射能。对辐射源来说,辐射功率定义为单位时间内向所有方向发射的能量;对电磁波的传播来说,辐射功率定义为单位时间内通过某一截面的辐射能。单位均为瓦特(W)。

$$\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt} \quad (1-47)$$

(3) 辐射强度 I_e 。通常我们所说的光源在不同方向上的辐射通量其实是不一样的。辐射强度是为了描述辐射体在不同方向上的发光特性而引入的。其定义为:辐射源在给定方向上的辐射强度是该辐射源在包含给定方向的立体角元 $d\Omega$ 内传输的辐射通量与该立体角元之比,即

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega} \quad (1-48)$$

辐射强度的单位为瓦每球面度(W/sr)。对于均匀辐射的点光源,若辐射通量为 Φ_e ,则其辐射强度为

$$I_e = \frac{\Phi_e}{4\pi} \quad (1-49)$$

(4) 辐射照度 E_e 。如果某一表面被辐射体辐射, 为表示某点 A 辐射的强弱, 在 A 点取微元面 dA , 它所接收的辐射通量为 $d\Phi_e$, 则 $d\Phi_e$ 与 dA 之比即为辐射照度, 其表达式为

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dA} \quad (1-50)$$

(5) 辐射出射度 M_e (简称辐出度)。对于具有一定面积的辐射体, 其表面上不同位置发光强弱可能不一样。为了描述任意一点 A 处的发光强弱, 在 A 点周围取一微元面 dA , 假设它所发射的辐射通量为 $d\Phi_e$ (不管其辐射方向和立体角的大小), 则 A 点的辐射出射度 M_e 可表示为

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dA} \quad (1-51)$$

辐射照度 E_e (简称辐照度) 和辐射出射度 M_e 的单位尽管相同, 都为瓦每平方米 (W/m^2), 但是它们有本质上的区别。辐射照度 E_e 适用于被照表面, 无须考虑微元面 dA 所接收的辐射通量来自何方, 所以与该面的取向无关。辐射出射度 M_e 适用于辐射表面, 只表示面辐射源表面不同位置的辐射特性, 而不考虑辐射方向。

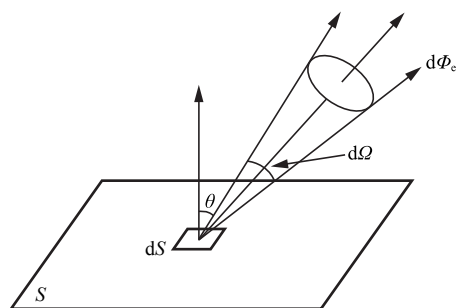


图 1.12 辐射亮度示意图

(6) 辐射亮度 L_e 。辐射出射度 M_e 只能表示面辐射体的部分辐射特性, 而不能充分表示出具有一定面积的辐射体的全部辐射特性。辐射亮度表示辐射表面不同位置、不同方向上的辐射特性。如图 1.12 所示, 一小平面辐射源的面积为 dS , 与 dS 的法线夹角为 θ 的方向上有一微元面 dA 。若 dA 所对应的立体角 $d\Omega$ 内的辐射通量为 $d\Phi_e$, 则该微元面在此方向上的辐射亮度为

$$L_e = \frac{d\Phi_e}{\cos \theta dS d\Omega} \quad (1-52)$$

即辐射源表面上某一点处在给定方向的辐射亮度是包含该点的微元面在给定方向的辐射强度与该微元面垂直于该方向的平面上的正交投影面积的比值, 其单位为瓦每平方米每球面度 ($\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{sr}$)。辐射亮度的大小与辐射面的性质有关, 并且随方向改变。

(7) 光谱辐射通量 $\Phi_e(\lambda)$ 。为了表征辐射, 不仅要知道辐射的总通量和强度, 还应知道其光谱组分。辐射源所辐射的能量往往由许多不同波长的单色辐射所组成, 为了研究各种不同波长的辐射通量, 需要对某一波长的单色光的辐射能量做出相应的定义。光谱辐射通量是辐射源发出的光在波长处的单位波长间隔内的辐射通量。辐射通量与波长的关系如图 1.13 所示, 其式为

$$\Phi_e(\lambda) = \frac{d\Phi_e}{d\lambda} \quad (1-53)$$

若按光谱积分该函数, 则可求得总的辐射通量为

$$\Phi_e = \int_0^\infty \Phi_e(\lambda) d\lambda \quad (1-54)$$

(8) 单色辐射度量。对于单色光辐射均可以采用上述物理量表示, 定义为单位波长间隔

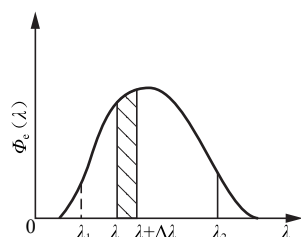


图 1.13 辐射通量与波长的关系



内对应的辐射度量，其名称、符号、定义式、单位和单位符号见表 1.2。

表 1.2 单色光辐射的名称、符号、定义式、单位和单位符号

度量名称	符 号	定 义 式	单 位	单位符号
单色辐射通量	$\Phi_e(\lambda)$	$d\Phi_e(\lambda)/d\lambda$	瓦/微米	$\text{W}/\mu\text{m}$
单色辐射强度	$I_e(\lambda)$	$dI_e(\lambda)/d\lambda$	瓦/球面度·微米	$\text{W}/\text{sr} \cdot \mu\text{m}$
单色辐射照度	$E_e(\lambda)$	$dE_e(\lambda)/d\lambda$	瓦/米 ² ·微米	$\text{W}/\text{m}^2 \cdot \mu\text{m}$
单色辐射射出度	$M_e(\lambda)$	$dM_e(\lambda)/d\lambda$	瓦/米 ² ·微米	$\text{W}/\text{m}^2 \cdot \mu\text{m}$
单色辐射亮度	$L_e(\lambda)$	$dL_e(\lambda)/d\lambda$	瓦/米 ² ·球面度·微米	$\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \mu\text{m}$

1.4.2 光度量

由于照明的效果最终是以人眼来评定的，因此照明光源的特性只用辐射度量来描述是不够的，必须利用基于人眼视觉的光学参数——光度学量来描述。光度学适用于波长在 0.38 ~ 0.78 μm 范围内的电磁辐射——可见光波段，它使用的参量称为光度学（photometry）量，是以人的视觉习惯为基础建立的。

光度学的物理量可以用相对应的辐射度学的基本物理量来表示，其定义完全一一对应，为避免混淆，在辐射度量符号上加下标“e”，而在光度量符号上加下标“v”。常用辐射度量和光度量的对应关系见表 1.3。

表 1.3 辐射度量和光度量的对应关系

辐射度量	符 号	单 位	光 度 量	符 号	单 位
辐射能	Q_e	J	光量	Q_v	$\text{lm} \cdot \text{s}$
辐射通量	Φ_e	W	光通量	Φ_v	lm
辐射强度	I_e	W/sr	光强度	I_v	$\text{cd} = \text{lm}/\text{sr}$
辐射照度	E_e	W/m^2	光照度	E_v	$\text{lx} = \text{lm}/\text{m}^2$
辐射射出度	M_e	W/m^2	光射出度	M_v	lm/m^2
辐射亮度	L_e	$\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{sr}$	光亮度	L_v	cd/m^2

光度量的单位是国际计量委员会（CIPM）规定的，光度量单位体系中被选作基本单位的是发光强度，其单位是坎德拉（cd）。坎德拉不仅是光度体系的基本单位，也是国际单位制的七个基本单位之一。其定义为“一个光源发出频率为 $540 \times 10^{12} \text{Hz}$ 的单色辐射，若在一给定方向上的辐射强度为 $(1/683) \text{W}/\text{sr}$ ，则该光源在该方向上的发光强度为 1cd”。由于人眼对等能量的不同波长的可见光辐射能所产生的光感觉是不同的，因而按人眼的视觉特性 $v(\lambda)$ 来评价的辐射通量 Φ_e 即为光通量 Φ_v ，这两者的关系是

$$\Phi_v = K_m \int_{380}^{780} \Phi_e(\lambda) v(\lambda) d\lambda \quad (1-55)$$

其中 K_m 为明视觉的最大光谱光视效率函数，它表示人眼对波长为 555nm（频率为 $540 \times 10^{12} \text{Hz}$ ）光辐射产生光感觉的效能，其值为 683lm/W。

同理，其他光度量也有类似的关系。用一般的函数表示光度量与辐射度量之间的关系则有

$$X_v = K_m \int_{380}^{780} X_e(\lambda) v(\lambda) d\lambda \quad (1-56)$$

光通量的单位是流明 (lm)，它是发光强度为 1cd 的均匀点光源在单位立体角 (1sr) 内发出的光通量。

光照度的单位是勒克斯 (lx)，它相当于 1lm 的光通量均匀照在 1m² 面积上所产生的光照度。

1.5 黑体热辐射的基本定律

以电磁波或光子形式传递能量的过程称为辐射，所传递的能量称为辐射能。热辐射是由于物体温度不等于 0K 而发出的电磁辐射，它的辐射能是由物体热运动能量转变而成的。热辐射的光谱是连续谱，波长覆盖范围理论上可从 0~∞，一般的热辐射主要靠波长较长的可见光和红外线。由于电磁波的传播无须任何介质，所以热辐射是在真空中唯一的传热方式。

1.5.1 平衡热辐射

当物体向外辐射能量时，如果它吸收周围物体的辐射能恰好补偿了由于自身辐射而减少的能量，此时辐射过程达到平衡。这种状态下辐射物体的热状态可以用固定的温度 T 来描述，则称这种状态的热辐射为平衡热辐射。描述物体辐射能力可以用光谱辐射出射度 $M(\lambda, T)$ (光谱辐射本领) 和辐射出射度 $M(T)$ (辐射本领) 表示，其相互关系为

$$M(T) = \int_0^{\infty} M(\lambda, T) d\lambda \quad (1-57)$$

描述物体吸收辐射能的能力常用光谱吸收比 $\alpha(\lambda, T)$ (光谱辐射本领) 表示，其定义为：在某一温度下，物体对单位波长间隔内的吸收辐射通量 $\Phi_a(\lambda, T)$ 与入射辐射通量 $\Phi_o(\lambda, T)$ 之比，即

$$\alpha(\lambda, T) = \frac{\Phi_a(\lambda, T)}{\Phi_o(\lambda, T)} \quad (1-58)$$

物体的吸收比 $\alpha(T)$ (吸收本领) 即为

$$\alpha(T) = \int_0^{\infty} \alpha(\lambda, T) d\lambda \quad (1-59)$$

1.5.2 基尔霍夫定律

假定温度不同的三个物体 A、B、C 放置在一个与外界隔离的封闭容器内。若容器内部是真空的，则物体之间只能通过辐射相互交换能量。实验证明经过一段时间后，容器内的物体以及容器都会达到同一温度 T ，此时各物体之间在单位时间内辐射出的能量等于吸收的能量，这个结果说明辐射本领大的物体吸收本领大，辐射本领小的物体吸收本领小。即物体在相同温度、相同波长上的辐射本领与吸收本领之比与物体的性质无关。对于所有物体这个比值只是波长和温度的函数 $f(\lambda, T)$ 。

$$\frac{M_A(\lambda, T)}{\alpha_A(\lambda, T)} = \frac{M_B(\lambda, T)}{\alpha_B(\lambda, T)} = \frac{M_C(\lambda, T)}{\alpha_C(\lambda, T)} = f(\lambda, T) \quad (1-60)$$

1.5.3 绝对黑体 (黑体)

如果物体在任意温度下对任意波长的入射辐射均能全部吸收，即 $\alpha(\lambda, T) = 1$ ，则称此



物体为绝对黑体（黑体）。上式也可写为

$$\frac{M_A(\lambda, T)}{\alpha_A(\lambda, T)} = \frac{M_B(\lambda, T)}{\alpha_B(\lambda, T)} = \frac{M_C(\lambda, T)}{\alpha_C(\lambda, T)} = M_b(\lambda, T) = f(\lambda, T)$$

$$\text{或} \quad M(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) M_b(\lambda, T) \quad (1-61)$$

式中, $M(\lambda, T)$ 为任意物体的光谱辐射本领; $\alpha(\lambda, T)$ 为相同物体的光谱吸收本领; $M_b(\lambda, T)$ 为黑体的光谱辐射本领, 其中脚标 b 代表黑体。

黑体是一种理想的模型, 自然界中的绝对黑体是不存在的。如图 1.14 所示, 在用不透明材料做成的空腔上开一个小孔, 这样的小孔可作为黑体模型。这是因为由小孔进入空腔的电磁波, 被空腔内壁多次反射和吸收。每次反射时, 腔内壁将吸收一部分能量, 多次反射后, 能量几乎全部被腔壁吸收, 最后从小孔逃逸出来的电磁波几乎趋近于零。从这个意义上讲, 当空腔处于某一温度时, 空腔内壁便不断辐射各种波长的电磁波, 其中一部分电磁波将从小孔射出, 由小孔发射出的电磁辐射就可看成黑体辐射。

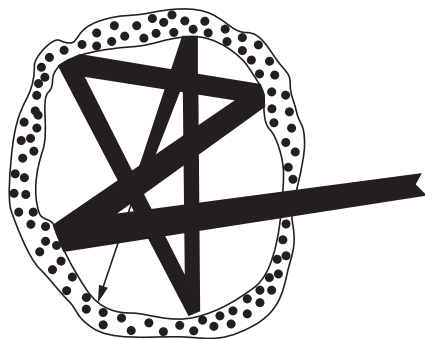


图 1.14 黑体模型

由基尔霍夫定律和绝对黑体模型可看出:

(1) 一切真实物体的辐射本领不仅与辐射波长有关, 而且还与物体的温度、材料、不同组成成分等有关。但辐射本领与吸收本领的比值却与物体性质和材料无关, 而仅决定于该温度波长下的黑体的辐射本领。所以研究任何物体的辐射性质, 只要研究黑体辐射的规律和该物体的吸收本领即可。

(2) 物体的辐射本领 $M(\lambda, T)$ 大, 则吸收本领 $\alpha(\lambda, T)$ 也大。

(3) 物体不辐射某种波长的辐射能, 则它就不吸收这种波长的辐射能。

(4) 黑体的辐射本领 $M_b(\lambda, T)$ 和吸收本领 $\alpha_b(\lambda, T)$ 大于一切非黑体的辐射本领和吸收本领。

有了黑体辐射后, 利用单色仪、透镜和接收器等就可测出黑体的光谱能量分布。

1.5.4 斯忒藩-玻尔兹曼定律

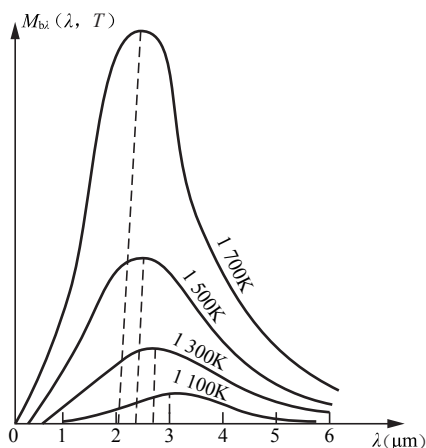


图 1.15 黑体单色辐出度的实验曲线

图 1.15 所示为用实验方法测得的黑体单色辐出度 $M_b(\lambda, T)$ 按波长和温度的分布曲线。由实验曲线和式 (1-57) 可知, 黑体的辐出度 $M_b(T)$ 等于与 T 对应的曲线和 λ 轴所围的面积, 其值随温度的升高而增大。斯忒藩 (Stefan) 和玻尔兹曼 (Boltzmann) 分别从实验和理论得出

$$M_b(T) = \int_0^{\infty} M_{b\lambda}(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4 \quad (1-62)$$

这一规律称为斯忒藩-玻尔兹曼 (Stefan-Boltzmann) 定律, 其中 σ 为斯忒藩-玻尔兹曼常数, 其值为 $5.670 51 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ 。

图 1.15 给出了不同温度条件下黑体的单色辐射出

射度随波长的变化曲线。由图 1.15 可得出如下结论：

- (1) 在任意温度下黑体辐射本领都随波长连续变化，并且每条曲线仅有一极大值。
- (2) 对应不同温度的曲线彼此不相交，并且曲线随温度的上升而整个提高。即在任意指定波长处，温度较高的黑体它的辐射本领也就较高。
- (3) 因为每条曲线下所包围的面积代表总辐射本领，所以黑体的总辐射本领随温度的升高而增大。
- (4) 单色辐射出射度的极大值随着温度的升高向短波方向移动。这说明随着温度的升高，黑体辐射中短波长比例增大。

1.5.5 维恩位移定律

由图 1.15 可看出，随着温度的升高，与 $M_{\text{bl}}(T)$ 的最大值对应的波长 λ_m 将向波长减小的方向移动。维恩（Wien）利用热力学理论推出：

$$\lambda_m T = b \quad (1-63)$$

式 (1-63) 即为维恩位移定律，其中 b 为与温度无关的常数，其值为 $2.897\,756 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ 。

1.5.6 瑞利-金斯公式

19 世纪末，许多科学家从经典物理概念出发推导与图 1.15 所示实验曲线相符的 $M_{\text{bl}}(T)$ 的函数关系式。瑞利和金斯用经典电磁理论和能量均分定理推出：

$$M_{\text{bl}}(T) = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT \quad (1-64)$$

式 (1-64) 即瑞利-金斯公式，其中 c 为真空中的光速， k 为玻尔兹曼常数，其值为 $1.380\,658 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ 。

按式 (1-64) 计算所得的曲线在长波区与实验结果一致，但是在波长小于紫外线波长的短波区，与实际偏离很大。当 $\lambda \rightarrow 0$ 时， $M_{\text{bl}}(T) \rightarrow \infty$ ，这一发散结果称为“紫外灾难”。

1.5.7 普朗克定律

为解决经典物理在热辐射中遇到的问题，普朗克（Max Planck）提出了能量量子化假设：

- (1) 组成黑体腔壁的分子或原子可视为带电的线性谐振子；
- (2) 这些谐振子和空腔中的辐射场相互作用过程中吸收和发射的能量是量子化的，只能取一些分立值： $\varepsilon, 2\varepsilon, 3\varepsilon, \dots, n\varepsilon$ ；
- (3) 频率为 ν 的谐振子，吸收和发射能量的最小值 $\varepsilon = h\nu$ 称为能量子（或量子）。

利用这一假设，普朗克于 1900 年创建了普朗克定律，即黑体辐射定律。其实质是用于描述在任意温度下，在波长 λ 处的单色辐射出射度分布规律的数学公式，其波长表达式为

$$M_{\text{bl}}(T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} \quad (1-65)$$

式中， c 为真空中的光速； h 为普朗克常数； k 为玻尔兹曼常数。

【本章小结】

本章主要学习光的本质、光的电磁理论、光传播规律、光辐射的测量和黑体辐射的基本定律等相关知识，为后续章节的学习打下基础。



【知识链接】

光学发展简史

光学是研究光的本性、光的传播和光与物质相互作用的学科。光是物理学的一个分支，是一门古老的自然学科，已有数千年发展历史。在物理学中，通常将光学划分为几何光学 (geometrical optics)、波动光学 (wave optics)、量子光学 (quantum optics) 和现代光学 (modern optics) 几大部分。

在 17 世纪前后，光学已初步形成了一门独立的学科。以牛顿为代表的微粒说和与之相应的几何光学，以及以惠更斯为代表的波动说和与之相应的波动光学构成了光学理论的两大支柱。几何光学根据光波在短波极限下所表现出的直线传播性质为基础，用几何作图法来研究光的传播、成像等问题，其主要内容有：光的直线传播定律、光的独立传播定律、光的反射和折射定律。早期的光学望远镜的设计到现代各种光学仪器的研制无不都与几何光学紧密相联。波动光学从光的电磁波本性出发，以光的波动性为基础，研究光在传播过程中的规律性问题。波动光学的主要内容包括光的干涉、光的衍射和光的偏振，同时还研究光与物质相互作用的色散、吸收和散射等现象。利用光的干涉原理制成的各种干涉仪器是目前精密测量中无可替代的手段，许多重要的分光仪器则是依靠衍射光栅来工作的。

19 世纪末，麦克斯韦总结和扩充了当时已知的电磁学知识，提出了麦克斯韦方程组，把波动光学推到了一个更高的阶段。然而，人们对光的更进一步的认识是与量子力学和相对论的建立分不开的。一方面，19 世纪及其以前的光学为这两个划时代的物理理论的建立提供了依据。另一方面，这两个理论的建立，更加深了人类对光学有关现象的深入了解。

20 世纪中叶随着新技术的出现，新的理论也不断发展，由于光学的应用十分广泛已逐步形成了许多新的分支学科或边缘学科。量子光学以光和物质相互作用时所表现出的量子性为基础来研究有关的光学问题，并由此揭示出光的粒子性。现代光学是指近几十年来新兴和发展起来的光学各分支，主要包括如激光光学、信息光学 (傅里叶变换光学)、光通信、非线性光学、集成光学等内容，这些新的光学领域所研究的内容已在现代科学技术中起着十分重要和广泛的作用。特别是激光问世以后，光学开始进入了一个新的时期，以至于成为现代物理学和现代科学技术前沿的重要组成部分。其中最重要的成就，就是发现了爱因斯坦于 1916 年预言过的原子和分子的受激辐射，并且创造了许多具体的产生受激辐射的技术。爱因斯坦研究辐射时指出，在一定条件下，如果能使受激辐射继续去激发其他粒子，造成连锁反应，雪崩似地获得放大效果，最后就可得到单色性极强的辐射，即激光。1960 年，梅曼用红宝石制成第一台可见光的激光器，同年制成氦氖激光器；1962 年产生了半导体激光器；1963 年产生了可调谐染料激光器。激光具有极好的单色性、高亮度和良好的方向性，所以自发现以来得到迅速的发展和广泛应用，引起了光学领域和科学技术的重大变革。由于激光技术的发展突飞猛进，目前激光已经广泛应用于打孔、切割、导向、测距、医疗、通信等方面，在核聚变等方面也有广阔的应用前景。同时光学也被相应地划分成不同的分支学科，组成一张庞大的现代光学学科网络。

光学的另一个重要的分支是由成像光学、全息术和光学信息处理组成的。这一分支最早可追溯到 1873 年阿贝提出的显微镜成像理论，以及 1906 年波特为之完成的实验验证；1935 年泽尔尼克提出位相反衬观察法，并依此由蔡司工厂制成相衬显微镜，为此他获得了 1953 年诺贝尔物理学奖；1948 年伽柏提出现代全息照相术的前身——波阵面再现原理，为此，伽柏

获得了1971年诺贝尔物理学奖。普通照相只能记录某一给定方向上的物体表面的光振幅的时间平均值,即光强分布,而无法记录光的位相,物体各点的远近和侧面不能在一张光强分布的平面图上反映出来,这样普通照片就失去了物体原有的立体结构;全息照相则不然,只要能使物体所衍射的光波与另外的光波产生干涉并记录在某种介质中,那么当用适当的方法照明该介质时,就能得到像原物真实存在一样的效果,即三维的立体图像。这是因为全息方法记录的物光有振幅的信息,又有位相的信息,即所谓全部信息。全息照相术可用于所有的波,只要这些波具有足够的相干性并形成全息图,因此全息照相的应用十分广泛,主要表现为全息显微术,全息干涉量度术无损探测、监测术等全息照相目前仍处于不断发展之中。

自20世纪50年代以来,人们开始把数学、电子技术和通信理论与光学结合起来,给光学引入了频谱、空间滤波、载波、线性变换及相关运算等概念,更新了经典成像光学,形成了所谓“傅里叶光学”。再加上由于激光所提供的相干光和由利思及阿帕特内克斯改进了的全息术,形成了一个新的学科领域——光学信息处理,也就是信息光学。信息光学技术也称为光信息处理,它是应用信息光学理论具体解决光信息的接收与传递、加工与确认等方面的知识。光信息处理的特点就在于它能同时处理二维图像,而且处理信息量特别大,处理速度也极快。一张照片的傅里叶变换,用计算机需几个小时甚至更长的时间才能完成,但用光学透镜,在一瞬间就完成了。光纤通信就是依据这方面理论的重要成就,它为信息传输和处理提供了崭新的技术。

习 题

- 1-1 什么是光的波粒二象性?试用光的量子理论和光的电磁理论正确理解光的本质。
- 1-2 辐射度量学与光度量学之间的关系与区别是什么?
- 1-3 如果从一池静水($n=1.33$)的表面反射出来的太阳光为线偏振光,求太阳的入射角。反射光中的电场强度矢量 E 的方向是什么?
- 1-4 单缝衍射中,若将缝宽减小一半,则在原来第三级暗纹的方向上变成了第几级暗纹?
- 1-5 霓虹灯发的光是热辐射吗?
- 1-6 在光电效应实验中,一位学生测得某金属的截止电压 U_a 与入射光波长 λ 有下列对应关系:

$\lambda(\text{m})$	3.60×10^{-7}	3.00×10^{-7}	2.40×10^{-7}
$U_a(\text{V})$	1.40	1.80	3.00

用作图法求普朗克常数 h 、金属的逸出功 A 及其截止频率 ν_0 。

- 1-7 从黑体单色辐出度实验曲线可以看出,不同温度下的黑体单色辐出度的极大值处的波长 λ_m 随温度 T 的升高而减小。试根据普朗克黑体辐射定律导出维恩位移定律。

$$\lambda_m T = b$$

其中, $b=2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ 。

- 1-8 黑体单色辐出度曲线与波长所包围面积等于在相应温度下的黑体辐出度 $M_b(T)$,试由普朗克黑体辐射定律导出 $M_b(T)$ 与温度 T 的四次方成正比,即斯忒藩-玻尔兹曼定律。

$$M_b(T) = \sigma T^4$$

第 2 章

激光基本原理

【学习目标】

通过本章学习，掌握有关激光的基本原理及研究有关问题的思路和方法，了解激光器的基本结构、各种类型激光器，为学习后续课程以及今后从事光学领域实际工作和科学研究打下一定的专业基础。

【学习要求】

- 熟悉光子的基本性质，光波模式、光子态、相干体积、相格等概念，理解光的相干性
- 掌握光的受激辐射概念、爱因斯坦系数之间的关系，理解光的自激振荡，掌握激光振荡条件
- 了解激光谐振腔基本结构及分类，掌握光线传输矩阵理论、光学谐振腔稳定条件
- 熟悉高斯光束的基本性质，掌握基模高斯光束在自由空间的传输规律、高斯光束的 q 参数及其变换规律
- 了解激光器的分类，熟悉各类典型激光器

【引例】

自从 1960 年红宝石固体激光器诞生以来，激光技术发展十分迅猛，已成为与热核技术、半导体技术、电子计算机技术和航天技术相提并论的一个 20 世纪后半叶的重大高科技成就。它在各个领域的应用，衍生出各种性能优异、功能独特的激光系统，给人类的生产和生活带来了翻天覆地的变化。随着激光应用技术的成熟，激光已逐步走下了高科技的神坛，步入了寻常百姓家，在我们的身边已经不难发现激光的踪迹：电脑的光驱采用的半导体激光器、防盗装置采用的红外激光器、治疗近视采用的激光手术刀等。

图 2.1 所示就是几种不同类型的激光器。

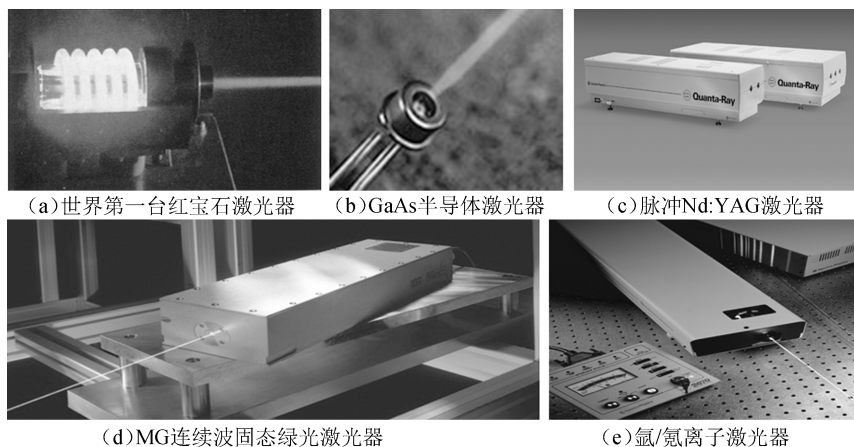


图 2.1 不同类型的激光器

2.1 相干性的光子描述

2.1.1 光子的基本性质

按照光的量子理论,光是由一种以光速 c 运动的光子所组成的,并同其他的基本粒子(电子、质子、中子等)一样,具有一定的能量、动量和质量等。此外,组成实际光辐射的大量光子的集合,应遵循一定的统计规律性,这些规律性可用量子统计学的理论加以描述。

光子的基本性质可归纳如下:

(1) 光子的能量 ε 与光波频率 ν 对应,即

$$\varepsilon = h\nu \quad (2-1)$$

式中, h 为普朗克常数。

(2) 光子具有运动质量 m , 可表示为

$$m = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (2-2)$$

光子的静止质量为零。

(3) 光子的动量 \vec{p} 与单色平面光波的波矢 \vec{k} 对应:

$$\vec{p} = mc \vec{n}_0 = \frac{h\nu}{c} \vec{n}_0 = \frac{h}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}_0 = \hbar \vec{k} \quad (2-3)$$

式中, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}_0$; \vec{n}_0 为光子运动方向(平面波的传播方向)上的单位矢量。

(4) 光子具有两种可能的独立偏振状态,对应于光波场的两个独立偏振方向。

(5) 光子具有自旋,并且自旋量子数为整数。因此大量光子的集合,服从玻色-爱因斯坦统计规律。处于同一状态的光子数目没有限制,这是光子与其他服从费米统计分布的粒子(电子、质子、中子等)的重要区别。

由以上的叙述可见,光子作为物质的基本单元的一种形式,它的粒子属性(动量、能量、质量等)与波动属性(频率、波矢、偏振等)是密切联系在一起的。这种内在的联系,只有在量子电动力学的理论基础上,才能从理论上把光的电磁(波动)理论和光子(微粒)理论在电磁场的量子化描述基础上统一起来,从而在理论上阐明了光的波粒二象性。因此,描述光的运动有两种方式,一种是从波动的观点出发,另一种是从光子的观点出发。

2.1.2 光子的相干性和光子简并度

在激光理论中,光波模式是一个重要的概念,由于光具有波粒二象性,所以描述光的模式有两种方式:一种是从波动的观点出发,称为光波的模式;另一种是从光子的观点出发,称为光子的状态。光波的模式和光子的状态是等效的概念。

按照波动理论,光场由麦克斯韦方程描述。在给定条件下求解麦克斯韦方程,得到一序列的解,每个解都表示光场的一种分布,也就是光波的一种模式,或称一种波形。如果电磁场被约束在有限的空间范围内,则描述该电磁场的麦克斯韦方程的解是不连续的,而是取一序列分立的值。

在光频区,一种光的模式表示麦克斯韦方程组的一个特解,代表具有一定偏振、一定传



播方向和一定寿命的光波。因此,可以得到在给定体积内,所可能存在的光模式的数目。

讨论光在如图 2.2 所示的体积为 V 的各向同性介质中运动时,可能存在的模式数目。可以分三种情况讨论:

(1) 在偏振和频率都一定的情况下,因传播方向不同,可能存在的模式数目。由物理光学可知,各种模式的光在传播方向上的区别由它们的衍射来决定。假设光波是平面波,任何两个模式的光束在方向上必须至少相差一个平面波的衍射角,才能分辨开来。对应于从尺度为 d 的光源发出的波长为 λ 的光,因衍射限制,在 R 处所张的立体角为

$$d\Omega = \left(\frac{\lambda}{2d} \cdot R \right)^2 \pi / R^2 \approx \left(\frac{\lambda}{d} \right)^2 \quad (2-4)$$

若取衍射孔的大小为单位面积,则 $d\Omega = \lambda^2$ 。因此在整个空间 4π 立体角内,在单位体积中可以分辨出的模式数为

$$\frac{4\pi}{d\Omega} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \quad (2-5)$$

(2) 在传播方向和偏振都一定时,因频率的不同,在 $\nu + \Delta\nu$ 内,可能存在的模式数。

一个寿命为 Δt 的光波波列如图 2.3 所示,由测不准定理可决定光谱宽度

$$\delta\nu \approx 1/\Delta t \quad (2-6)$$

这里 $\Delta t = l_c/c$, c 是光速, l_c 是光波列的长度,所以 $\delta\nu \approx c/l_c$ 。两个光波的频率之差大于 $\delta\nu$ 时,才能在测量中分辨出来。这样,在 $\nu \sim \nu + \Delta\nu$ 频率间隔内的光,可能有

$$\frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{l_c \Delta\nu}{c} \quad (2-7)$$

个模式。若光波的波列长度为单位长度,则式(2-7)为

$$\frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{\Delta\nu}{c} \quad (2-8)$$

(3) 偏振态不同而可能存在的模式数。

具有任意偏振状态的单色平面波,都可以分解为两个振动方向互相垂直的,且彼此有一定相位关系的线偏振光,所以互相垂直的两个线偏振状态是描写光偏振特性的两个独立的偏振状态。这样,光具有两种独立的偏振状态。而对于给定的传播方向和频率的光,只可能有两种不同的模式。

综上所述,我们得到在单位体积中,在 $\nu \sim \nu + \Delta\nu$ 频率间隔内,因传播方向、频率以及偏振状态的不同,所可能存在的光模式数为

$$\frac{g}{V} = \frac{4\pi\Delta\nu}{\lambda^2 c} \times 2 \quad (2-9)$$

由此可得,在体积 V 内,在 $\nu \sim \nu + \Delta\nu$ 频率间隔内,光的模式数为

$$g = \frac{8\pi\nu^2 \Delta\nu}{c^3} V \quad (2-10)$$

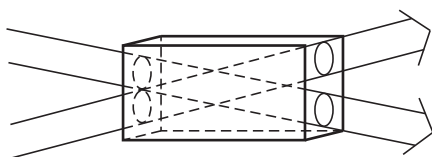


图 2.2 体积为 V 的各向同性介质中可能存在的模式数

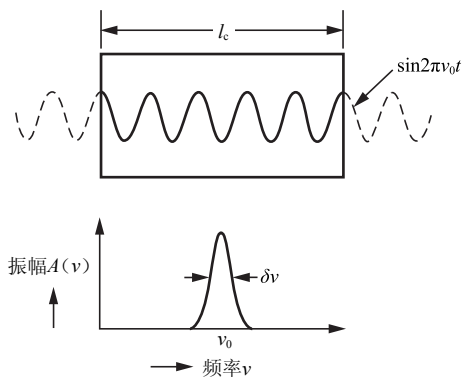


图 2.3 单个原子发射的光波波列及其频谱

对于光波段, g 是一个很大的数目。例如, $V = 1 \text{ cm}^3$, $\nu = 10^{14} \text{ Hz}$, $\Delta\nu \approx 10^{10} \text{ Hz}$, 则 g 为 10^8 。这就是说, 在光波段, 通常有大量的模式的光同时存在。以后我们还将提到, 只有在激光器件中才能得到一个或少数几个模式的光, 所以强度很大, 其余的上亿个模式的光非常弱, 要小十几个数量级。

现在再从粒子观点阐明光子状态的概念, 并证明光子态和光波模是等效的概念。根据光子统计理论, 光子的运动状态不能用相空间中的一点来代表。因此光子的动量与坐标之间存在海森堡测不准关系

$$\begin{cases} \Delta P_x \Delta x \geq h \\ \Delta P_y \Delta y \geq h \\ \Delta P_z \Delta z \geq h \end{cases} \quad (2-11)$$

这表示, 如果光子坐标 x 测量值越准确, 则动量 P_x 的测量值就越不准确。所以只能在相空间划出面积元 $\Delta P_x \Delta x = h$, $\Delta P_y \Delta y = h$, $\Delta P_z \Delta z = h$ 来确定光子的一种状态。凡满足条件

$$\begin{cases} \Delta P_x \Delta x \leq h \\ \Delta P_y \Delta y \leq h \\ \Delta P_z \Delta z \leq h \end{cases} \quad (2-12)$$

即在相空间面积元 h 内的各点, 物理上是不能分开的, 因而属于同一状态。这样, 在六维相空间 (x, y, z, P_x, P_y, P_z) 内, 光子的一种状态所对应的相空间体积元为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \approx h^3 \quad (2-13)$$

上述相空间体积元称为相格。相格是相空间中用任何实验所能分辨的最小尺度。光子的某一运动状态只能定域在一个相格中, 但不能确定它在相格内部的对应位置。

光子以动量 P_x 、 P_y 、 P_z 组成的动量空间内, 它的一种运动状态占据动量空间的体积元

$$\delta_p = \Delta P_x \cdot \Delta P_y \cdot \Delta P_z$$

由式 (2-13) 得

$$\delta_p = \frac{h^3}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{h^3}{V} \quad (2-14)$$

式中, $V = \Delta x \Delta y \Delta z$ 是光子运动的体积。

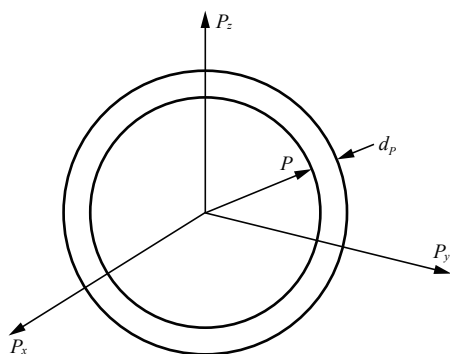


图 2.4 球壳内的光子状态数

现在我们讨论, 在 $\nu \sim \nu + \Delta\nu$ 频率间隔内, 因光子的动量不同所可能存在的状态数。这相当于求出光子动量空间中一个半径为 $P = h\nu/c$, 厚度为 $d_p = h\Delta\nu/c$ 的球壳内, 可能有的光子状态数为 $4\pi P^2 d_p / \delta_p$, 如图 2.4 所示。再考虑光子只可能存在两种不同的偏振状态, 所以在体积 V 内, $\nu \sim \nu + \Delta\nu$ 频率间隔内, 因能量、动量及偏振状态的不同, 并根据式 (2-3) 和式 (2-14), 所有可能的光子状态数为

$$g = \frac{4\pi P^2 d_p}{\delta_p} \times 2 = \frac{4\pi \nu^2 \Delta\nu}{c^3} V \times 2 = \frac{8\pi \nu^2 \Delta\nu}{c^3} V \quad (2-15)$$

此式与式 (2-10) 的结果相一致。这表明从波动的观点得到光的模式数, 与从光子的观点得到光子的量子状态数是相同的。

根据前面的讨论, 在给定的体积内, 可能存在的光的模式数目等于光子的运动状态数目,



所以，一种光的模式对应于光子的一种量子状态，在相空间中由一个相格描述，相格的体积为 h^3 。同样，一种光的模式在相空间中也占有一个相格。所以光的模式和光子的量子状态在概念上是等价的：属于一种模式的各个光子都具有相同的量子状态；一种光的模式对应着一种光子的量子状态，反之亦然；模式即代表可以相互区分的光子的量子状态。

量子电动力学可以证明，电磁场（光波）的本征状态或模式与光子的量子状态是完全一致的物理概念。事实上，量子化后，它们代表着电磁场不同量子状态。

2.1.3 光子的相干性和光子简光度

接下来讨论光子的量子状态和光子的相干性两个概念的联系。通常光的相干性可以定义为：不同空间点、不同时刻的光波场的某种特性（如相位）的相关性。

光源的相干体积：

$$V_c = A_c l_c = A_c \tau_c c \quad (2-16)$$

考虑频率宽度为 $\Delta\nu$ 的沿 z 方向传播的准单色平面波，由双缝干涉理论可知光源的相干面积 $(\Delta x)^2$ ：

$$(\Delta x)^2 \leq \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta} \right)^2 \quad (2-17)$$

光波的相干长度为其波列长度：

$$l_c = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (2-18)$$

则光源相干体积为（证明过程参见相关文献 [1]、[2] 等）

$$V_{cs} = \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta} \right)^2 \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{c^3}{\nu^2 \Delta\nu (\Delta\theta)^2} \quad (2-19)$$

其物理意义为：如要求传播方向限于 $\Delta\theta$ 之内并具有频率宽度 $\Delta\nu$ 的光波相干，则光源应局限在空间体积 V_{cs} 内。

根据图 2.5，由面积为 $(\Delta x)^2$ 的光源发出动量 \vec{P} 限于立体角 $\Delta\theta$ 内的光子，光子的动量是测不准量，在 (x, y, z) 方向的分量分别为

$$\Delta P_x = \Delta P_y \approx |\vec{P}| \Delta\theta = \frac{h\nu}{c} \Delta\theta \quad (2-20)$$

因为 $\Delta\theta$ 很小，故有 $P_z \approx |\vec{P}|$ ，所以， ΔP_z 的测不准量主要来自频率的测不准量。

$$\Delta P_z \approx \Delta |\vec{P}| = \frac{h}{c} \Delta\nu \quad (2-21)$$

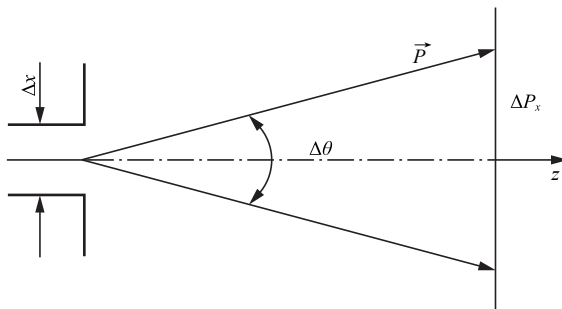


图 2.5 扩展光源的传播

根据前述的光子态在相空间的体积为 $\Delta x \Delta y \Delta z \Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \approx h^3$ ，可得

$$\Delta x \Delta y \Delta z = \frac{h^3}{\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z} = \frac{c^3}{v^2 \Delta v (\Delta \theta)^2} = V_{cs} \quad (2-22)$$

上式表明相格的空间体积等于相干体积，如果光子属于同一光子态，则它们应该包含在相干体积之内，即同一光子态的光子是相干的。

因此可以得到：相格的空间体积以及一个光波模式或光子态占有的空间体积都等于相干体积；属于同一状态的光子或同一模式的光波是相干的，而不同状态的光子或不同模式的光波是不相干的。

之前已经指出光子态与光波模式是电磁场运动状态描述的两种等效提法，是两种等效的物理概念，所以光波模式、光子态、相干体积、相格这些概念都是等价描述。但是必须注意同一个相格可以对应光子的两种偏振状态，考虑到偏振状态，应该说一个相干体积对应两种光子的量子状态。

光子简并度这个概念在考察光的相干性时比较重要，我们通常把处于同一态的光子数称为光子的简并度。由于光子的玻色-爱因斯坦统计性质，光子可以具有很高的简并度。

考虑到光波模式、光子态、相干体积、相格这些概念都是等价描述，光子简并度具有以下相同的含义：同态光子数、同一模式下的光子数、处于相干体积内的光子数、处于同一相格内的光子数。

2.2 激光的形成和基本特征

光与物质之间的共振相互作用是激光器发光的物理基础。1900 年普朗克提出量子化假说，成功地解释了黑体辐射的实验规律。1913 年，玻尔将量子理论推广到原子系统，利用定态假设、量子化条件假设等假设成功解释了氢原子光谱的实验规律。在此基础上，爱因斯坦于 1917 年首次提出了受激辐射的概念。四十年后，这个概念在激光技术中得到了广泛的应用。本节首先介绍黑体辐射的普朗克公式，然后介绍自发辐射、受激辐射与受激吸收这三种与激光发光机理有关的跃迁过程，最后讨论三种跃迁的爱因斯坦系数之间的关系。

2.2.1 光的受激辐射基本概念

1. 黑体辐射的普朗克公式

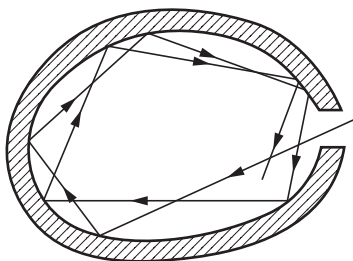


图 2.6 空腔辐射体模型

处于热力学温度 0K 以上的任意一个物体，都能够吸收或辐射电磁波，这种由于物体中的分子或原子受到热激发而发射电磁辐射的现象称为热辐射。在 1.5.3 节讨论过，如果存在一种物体，它能够完全吸收任何波长的电磁辐射，我们就称它为黑体。空腔辐射体可近似看成一种理想的黑体，如图 2.6 所示。黑体热辐射的大小由单色能量密度 ρ_v 描述，它定义为在单位体积内，频率处于 v 处的单位频率间隔内的电磁辐射能量，即

$$\rho_v = \frac{dE}{dV dv} \quad (2-23)$$



实验证明, ρ_ν 的大小与 ν 和温度 T 有关, 为了解释实验测定的 $\rho_\nu \sim \nu$ 曲线, 许多科学家从经典物理学的观点出发, 做了大量的尝试但都归于失败。普朗克提出了与经典观点不相容的辐射能量量子化假说, 他认为, 原子中的电子运动可视为一维的谐振子, 它所吸收或发射的电磁辐射能量不能连续变化, 只能以与振子的振动频率成正比的能量子作为基元, 取它的整倍数。能量子的大小为

$$\varepsilon = h\nu \quad (2-24)$$

式中, h 为普朗克常数; ν 为振动频率。

根据普朗克的能量量子化假说和玻尔兹曼的统计规律, 可以得出黑体辐射分配到腔内每个模式上的平均能量为

$$E = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2-25)$$

式中, k 为玻尔兹曼常数, $k = 1.380\,62 \times 10^{-23} \text{ J/T}$ 。

由式 (2-10)、式 (2-15) 知, 腔内单位体积中, 频率处于 ν 附近单位频率间隔内的电磁场模式数为

$$n_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \quad (2-26)$$

把式 (2-25) 和式 (2-26) 相乘, 便可得到黑体辐射的单色能量密度为

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^2}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2-27)$$

此式即为普朗克公式。

2. 光的受激辐射基本概念

波尔在解释氢原子光谱实验规律时, 将经典的理论与普朗克的能量量子化概念结合在一起。认为原子中的电子可以在一些特定的轨道上运动, 处于定态, 并具有一定的能量。这样一来, 每种原子就有一序列的与不同定态对应的能级, 各能级间的能量不连续。当原子从某一能级吸收了能量或释放了能量, 变成另一能级时, 我们就称它产生了跃迁。凡是吸收能量后从低能级到高能级的跃迁称为吸收跃迁, 释放能量后从高能级到低能级的跃迁称为辐射跃迁。跃迁时所吸收或释放的能量必须等于发生跃迁的两个能级之间的能级差。如果吸收或辐射的能量都是光能的话, 此关系可表示为

$$E_2 - E_1 = h\nu \quad (2-28)$$

E_2 与 E_1 分别是两个能级的能量。 $h\nu$ 是吸收或释放的光子的能量。爱因斯坦从辐射与原子相互作用的量子理论观点出发, 认为光与物质相互作用是按照三个过程进行的, 即原子的自发辐射跃迁、受激吸收跃迁和受激辐射跃迁。

1) 自发辐射 (Spontaneous Emission)

处于高能级 E_2 的原子自发地向较低能级 E_1 跃迁, 并发射一个能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子, 这种过程称为自发辐射跃迁, 如图 2.7 所示。

自发辐射特点: 各个原子所发的光向空间各个方向传播, 是非相干光。

自发辐射跃迁概率 A_{21} 定义为单位时间内 n_2 个高能级原子中发生

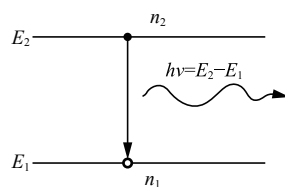


图 2.7 自发辐射

自发跃迁的原子数与 n_2 的比值，其物理意义是每一个处于高能级的原子发生自发跃迁的概率。

$$A_{21} = \left(\frac{dn_{21}}{dt} \right)_{sp} \frac{1}{n_2} \quad (2-29)$$

式中，下标 sp 表示自发辐射跃迁。假设系统中高能级原子数为 n_2 ，低能级原子数为 n_1 ，则单位时间内从高能级向低能级发生跃迁的原子数 dn_{21} 为：

$$dn_{21} = A_{21} n_2 dt$$

自发辐射跃迁的过程是一种只与原子本身的性质有关，而与辐射场 ρ_v 无关的过程， A_{21} 又称为自发辐射爱因斯坦系数。

2) 受激吸收 (Stimulated Absorption)

如果黑体原子和外加电磁场之间的相互作用只有自发辐射这一种，是无法维持腔内的稳定电磁场的，因此爱因斯坦预言，黑体原子必然存在着一种受外加电磁场激发而从低能级向高能级跃迁的过程。

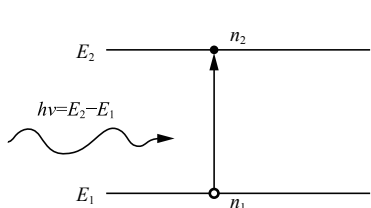


图 2.8 受激吸收

处于低能级 E_1 的一个原子，在频率为 ν 的辐射场作用（激励）下，受激地向 E_2 能级跃迁并吸收一个能量为 $h\nu$ 的光子，这一过程称为受激吸收（见图 2.8），用受激吸收跃迁概率 W_{12} 描述：

$$W_{12} = \left(\frac{dn_{12}}{dt} \right)_{st} \frac{1}{n_1} \quad (2-30)$$

受激跃迁与自发跃迁不同，其跃迁概率不仅与原子性质有关，而且与外加电磁场 ρ_v 成正比，因此唯象地将其表示为

$$W_{12} = B_{12} \rho_v \quad (2-31)$$

式中， B_{12} 称为受激吸收跃迁爱因斯坦系数，它只与原子性质相关。

3) 受激辐射 (Stimulated Emission)

与受激吸收跃迁类似，黑体原子同外加电磁场之间还存在另一种受激相互作用，一个处于高能级 E_2 的原子在频率为 ν 的电磁场作用下，受激地跃迁到 E_1 能级，并放出一个能量为 $h\nu$ 的光子，该过程称为受激辐射跃迁，如图 2.9 所示。

可以用受激辐射跃迁概率 W_{21} 来描述受激辐射过程中高能级原子数变化的规律：

$$W_{21} = \left(\frac{dn_{21}}{dt} \right)_{st} \frac{1}{n_2} \quad (2-32)$$

受激辐射跃迁概率同样与外加电磁场和原子特性相关：

$$W_{21} = B_{21} \rho_v \quad (2-33)$$

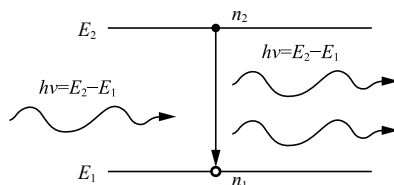


图 2.9 受激辐射

4) 跃迁概率之间的相互关系

当黑体处于确定的温度 T 的热平衡状态时，具有以下三个特点：

- (1) 腔内存在着由普朗克公式描述的热平衡黑体辐射。
- (2) 腔内物质原子数按照能级的分布服从热平衡状态下的玻尔兹曼分布：



$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{f_2}{f_1} e^{-\frac{E_2-E_1}{kT}} \quad (2-34)$$

式中, f_1 、 f_2 为能级 E_1 、 E_2 的统计权重。

(3) 腔内处于 E_2 (或 E_1) 能级的原子数应保持不变:

$$\left(\frac{dn_{21}}{dt}\right)_{\text{sp}} + \left(\frac{dn_{21}}{dt}\right)_{\text{st}} = \left(\frac{dn_{12}}{dt}\right)_{\text{st}} \quad (2-35)$$

即

$$A_{21}n_2 + B_{21}\rho_v n_2 = B_{12}\rho_v n_1 \quad (2-36)$$

整理后得到

$$\frac{1}{\rho_v} = \frac{B_{21}}{A_{21}} \left(\frac{B_{12}n_1}{B_{21}n_2} - 1 \right)$$

将普朗克公式 (式 (2-26)) 和玻尔兹曼分布 (式 (2-33)) 分别代入上式有

$$\frac{c^3}{8\pi h\nu^3} (e^{h\nu/kT} - 1) = \frac{B_{21}}{A_{21}} \left(\frac{B_{12}f_1}{B_{21}f_2} e^{h\nu/kT} - 1 \right) \quad (2-37)$$

该式对任何温度 T 都成立, 即 $T \rightarrow \infty$ 时上式也应成立, 所以有

$$B_{12}f_1 = B_{21}f_2 \quad (2-38)$$

将上式代入式 (2-37) 可得

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} = n_v h\nu \quad (2-39)$$

式 (2-38) 和式 (2-39) 就是爱因斯坦系数的基本关系, 当统计权重 $f_1 = f_2$ 时有

$$B_{12} = B_{21} \quad (2-40)$$

或

$$W_{12} = W_{21} \quad (2-41)$$

上述爱因斯坦关系式虽然是在热平衡情况下推导的, 但是可以用量子电动力学证明其普适性。

2.2.2 光的受激辐射放大

要使受激辐射起主要作用而产生激光, 一般来说至少需要以下条件:

1. 集居数反转分布

现在考虑一个二能级系统, 高能级 E_2 和低能级 E_1 , 两个原子分别处在高能级和低能级, 若一个能量等于这两个能级的能量差的光子趋近于这两个原子, 即光子的频率与原子系统的两个能级共振, 那么是吸收还是受激辐射出现的可能性大呢? 爱因斯坦证明, 在正常情况下, 两种过程发生的可能性是相等的。如果在高能级中的原子数较多, 则受激辐射占优势; 若在低能级中的原子数较多, 则吸收将多于受激辐射。

在物质处于热平衡状态时, 各能级上的集居数服从玻尔兹曼统计分布, 有

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{f_2}{f_1} e^{-\frac{E_2-E_1}{kT}} \quad (2-42)$$

令 $f_2 = f_1$, 可得

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_2-E_1}{kT}}$$

式中, 因 $E_2 > E_1$, 所以 $n_2 < n_1$, 即在热平衡状态下, 高能级上的集居数总是小于低能级的集居数。由此可知, 光通过这种介质时, 光的吸收总是大于光的受激辐射。因此, 热平衡状态下, 物质只能吸收光子。

在激光器工作物质内部, 由于外界能源的激励 (光泵浦或电泵浦等形式) 破坏了热平衡, 有可能使得处于高能级上 E_2 的集居数 n_2 大大增加, 达到 $n_2 > n_1$, 这种情况称为集居数反转分布, 也称为粒子数反转分布。也就是说, 只有处于非热平衡状态, 才有可能产生集居数反转分布。

2. 光放大物质

在外来能量激发下, 激光工作物质中高能级 E_2 和 low 能级 E_1 之间实现了集居数反转, 这样的工作物质为激活物质 (或激光介质、增益介质)。

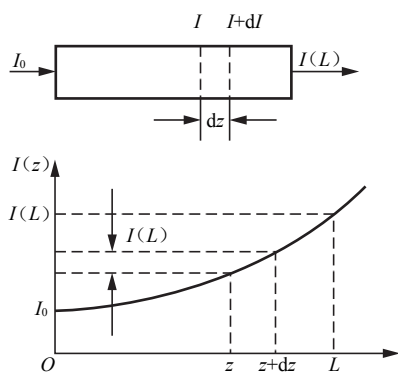


图 2.10 增益介质的光放大

一段激活物质就是一个光放大器。放大作用的大小通常用增益 (或放大) 系数 g 来描述。如图 2.10 所示, 设在光传播方向上 z 处的光强为 $I(z)$ (光强 I 正比于光的单色能量密度), 则增益系数定义为

$$g(z) = \frac{dI(z)}{dz} / I(z) \quad (2-43)$$

可以看出, g 表示通过单位长度激活物质后光强增长的百分数。其单位是 cm^{-1} 。

为简单起见, 我们假定增益系数 $g(z)$ 不随光强 $I(z)$ 变化, 实际上只有当光强很小时, 这一假定才能够近似成立, 此时 $g(z)$ 为一常数, 记为 g^0 , 称为小信号增益系数。于是, 式 (2-43) 是一个线性微分方程, 积分后可得

$$I(z) = I_0 e^{g^0 z} \quad (2-44)$$

式中, I_0 为 $z=0$ 处的初始光强。这就是如图 2.10 所示的线性增益或者小信号增益情况。当频率为 $\nu = (E_2 - E_1) / h$ 的光在激光器工作物质内部传播时, 其强度 $I(z)$ 将随着距离 z 的增加而成指数增加。此时工作物质起放大器作用。

2.3 光的自激振荡

上节所述的激光放大器被广泛地用来把弱的激光束逐级放大。但是更多场合需要使用激光自激振荡器, 也就是通常所说的激光器。

2.3.1 自激振荡概念

实际光在增益介质放大器内传播放大时, 还会有各种各样的损耗, 可以引入损耗系数 α 来描述。 α 定义为光通过单位距离后光强衰减的百分数, 即

$$\alpha = -\frac{dI(z)}{dz} / I(z) \quad (2-45)$$

同时考虑介质的增益和衰减, 则有

$$dI(z) = [g(I) - \alpha] I(z) dz \quad (2-46)$$

要利用增益介质实现对入射光的放大，应满足什么条件呢？

首先思考一个问题，入射光能够被无限放大吗？

假设一个微弱光 I_0 入射到一段增益介质中，其初始增益系数为 g^0 ， $g^0 > \alpha$ ，此时光强随着传输距离增加而不断增强：

$$I(z) = I_0 e^{(g^0 - \alpha)z} \quad (2-47)$$

随着光强的不断增加，增益介质中的高能级粒子不断地由于受激辐射而跃迁到低能级，增益介质的增益系数不断减小，直到减小到 $g(I) = \alpha$ 时（如图 2.11 所示），光强将不再随传输距离的变化而变化，此时的光强称为饱和光强 I_m 。

$$I_m = (g^0 - \alpha) \frac{I_s}{\alpha} \quad (2-48)$$

可见， I_m 只与放大器本身的参数有关，而与初始光强 I_0 无关。从上面的讨论可以知道，只要增益介质足够长，无论多微弱的入射光，都可以被放大为饱和光强 I_m 。这实际上就是自激振荡的概念。当激光放大器的长度足够长时，它就可能成为一个自激振荡器。

当然，实际上我们并不需要真正把激活物质的长度无限增加，而只要将一定长度的光放大器放置在光谐振腔中，这样，轴向光波模就能在反射镜间往返传播，等效于增加放大器长度。由于腔内总是存在频率在 ν 附近的微弱的自发辐射光（相当于上述讨论中的初始光强 I_0 ），它经过多次受激辐射放大就有可能在轴向光波模上产生光的自激振荡，这样的自激振荡器即激光器。

从上面的讨论可知，一个激光器应包括光放大器和光谐振腔两部分。其中，光谐振腔的作用参考上面的叙述可以归纳为两点：

(1) 提供正反馈。

(2) 控制激光模式。保证激光器单模（或少数轴向模）振荡，从而提高激光器的相干性。

必须指出，在激光器中谐振腔虽然很重要，但并不是不可缺少的。对于某些增益系数很高的激活物质，不需要很长的放大器就可以达到式（2-48）所示的稳定饱和态，因而往往不用谐振腔（代价是相干性也许会有所损失）。还有的谐振腔和工作物质合二为一，如半导体激光器，往往利用其自身晶体的解理面作为谐振腔。

2.3.2 激光振荡条件

上面的讨论也让我们知道了产生激光的一个必要条件：能够对特定频率的微弱入射光进行受激放大。

一个激光器中任意小的初始光强 I_0 都能形成确定大小的腔内光强的条件，即产生自激振荡的条件，可从式（2-48）求得

$$I_m = (g^0 - \alpha) \frac{I_s}{\alpha} \geq 0$$

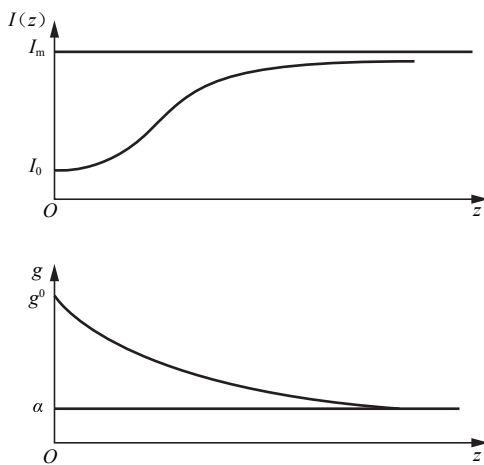


图 2.11 增益饱和与自激振荡

即

$$g^0 \geq \alpha \quad (2-49)$$

这就是激光振荡的条件。式中 g^0 为小信号增益系数； α 为包括放大器和谐振腔损耗在内的平均损耗系数。

当 $g^0 = \alpha$ 时，为阈值振荡情况，这时腔内光强维持在初始光强 I_0 的极其微弱的水平上；当 $g^0 \geq \alpha$ 时，腔内光强 I_m 就增加，并且 I_m 正比于 $(g^0 - \alpha)$ 。可见增益和损耗这对矛盾就成为激光器是否振荡的决定因素。因此工作物质的增益特性和光腔的损耗特性是掌握激光原理的基本线索。

如果设工作物质长度为 l ，光腔长度为 L ，令 $\alpha L = \delta$ 为光腔的单程损耗因子，振荡条件也可以写为

$$g^0 l \geq \delta \quad (2-50)$$

式中， $g^0 l$ 为单程小信号增益因子。

2.4 光学谐振腔和高斯光束

光学谐振腔是激光振荡器的重要组成部分。其作用是提供轴向光波模的正反馈以及保证激光器的单模（或少数轴向模）振荡。稳定光学谐振腔的激光器所发出的光，将以高斯光束的形式在空间传播。本节主要讨论光学谐振腔的基本结构、光学谐振腔的稳定性条件、腔内光波模式、高斯光束的基本性质、基模高斯光束在自由空间的传输规律，以及高斯光束的 q 参数及其变换规律。

2.4.1 光学谐振腔及其分类

在激活物质的两端恰当地放置两个反射镜片，就构成一个最简单的光学谐振腔。世界上第一台激光器采用的是平行平面腔，它由两块平行平面发射镜组成。这种装置在光学上称为法布里-珀罗干涉仪，即 F-P 腔。后来又陆续出现了由两块具有公共轴线的球面镜构成的谐振腔，即共轴球面腔。有时会把其中一块球面镜换成平面镜，可以算是共轴球面腔的特例。从理论上分析这类腔时，通常认为其侧面没有光学边界（简化、理想化处理），因此将这类谐振腔称为开放式光学谐振腔，简称开腔。

固体激光器的情况则比较复杂。由于固体激光材料通常具有比较高的折射率，在侧壁磨光的情况下，那些与轴线交角不太大的光线将在侧壁上发生全内反射。因此，如果腔的反射镜紧贴着激光棒的两端，则将形成类似于微波技术中所采用的“封闭腔”。从理论上分析这类腔时，应将它们作为介质腔来处理。但是通常固体激光器的激光棒与腔反射镜是分离的，如果棒的直径比激光波长，而棒的长度又远比两腔镜之间的距离短，则这种腔的特性基本上与开腔类似。

另一类光学谐振腔为波导谐振腔。半导体激光器采用介质波导腔，其光传输区（有源区）的横向尺寸与波长可比拟，由于有源区的折射率高于包围区，有源区内的近轴光线将在侧壁发生全内反射，并由波导端面的解理面形成端面反馈，或由生成的光栅形成分布反馈。光纤激光器的光学谐振腔也属于介质波导腔，其典型结构是在一段空心介质波导管两端适当位置处放置两块适当曲率的反射镜片。这样，在空心介质波导管内，场服从波导管中的传输规律；而在波导管与腔镜之间的空间中，场按与开腔中类似的规律传播。在波导谐振腔中，



不能忽略侧面边界的影响。

由两个以上的反射镜可构成折叠腔或环形腔。在由两个或多个反射镜构成的开腔插入透镜等光学元件将构成复合腔。在折叠腔或环形腔中，往返传播的两束光有固有相位关系，从而干涉形成驻波，因此也叫驻波腔。环形腔中，顺时针与反时针传输光因互相独立而不能形成驻波，当插入光隔离器时只存在单方向传输的光，所以称为行波腔。

无论是闭腔还是开腔，都将对腔内的电磁场施以一定的约束。一切被约束在空间有限范围内的电磁场都只能存在于一系列分立的本征状态之中，场的每一个本征态将具有一定的振荡频率和一定的空间分布。通常将光学谐振腔内可能存在的电磁场的本征态称为腔的模式。从光子的观点来看，激光模式也就是腔内可能区分的光子的状态。

腔内电磁场的本状态应由麦克斯韦方程组及腔的边界条件决定。所以，谐振腔的类型和结构不同、边界条件不同时，谐振腔的模式也不同。本书主要研究开腔，寻求开腔模式的问题通常是从波动光学的衍射理论出发，归结为求解衍射积分方程。腔与激光振荡模式之间是什么关系呢？一般来说，一旦腔的具体结构给定，则其中振荡模式的特征也就随之确定下来。因此研究光学谐振腔理论是非常重要的。

2.4.2 光学谐振腔稳定条件

利用几何光学的光线矩阵分析方法，根据腔内傍轴光线几何偏折损耗的高低，开腔又可分为稳定腔、非稳定腔和临界腔。

1. 腔内光线往返传播的矩阵表示

用几何光学分析谐振腔的实质即研究光线在腔内往复反射的过程。考察图 2.12 所示的共轴球面腔，该腔由曲率半径为 R_1 和 R_2 ，相距为 L 的两个球面镜 M_1 和 M_2 构成。两镜面曲率中心的连线构成系统的光轴，谐振腔的腔长为 L 。

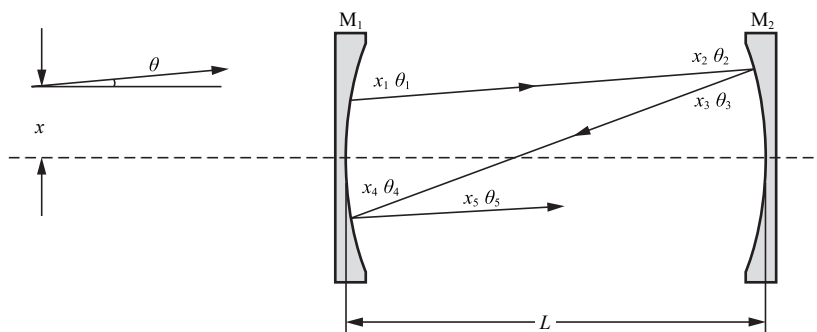


图 2.12 光线在共轴球面腔中的往返传播

分析傍轴光线在如图 2.12 所示的腔内往返传播的过程。

腔内任一傍轴光线在某一给定的横截面内都可以由两个坐标参数来表征：一个是光线离轴线的距离 x ，另一个是光线与轴线的夹角 θ 。为分析方便，规定光线出射方向在腔轴线的上方时， θ 为正；光线出射方向在腔轴线的下方时， θ 为负。

设最初光线是从镜 M_1 面上出发，向 M_2 方向行进，其初始坐标为 (x_1, θ_1) ，到达 M_2 面上时，上述这两个参数变成 (x_2, θ_2) 。由几何光学直线传播规律知

$$\begin{cases} x_2 = 1 \cdot x_1 + L \cdot \theta_1 \\ \theta_2 = 0 \cdot x_1 + 1 \cdot \theta_1 \end{cases} \quad (2-51)$$

此方程还可以用矩阵形式写出：

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} = T(L) \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} \quad (2-52)$$

即任一光线的坐标用一个列矩阵 $\begin{bmatrix} x \\ \theta \end{bmatrix}$ 来表示，而用一个二阶方阵

$$T(L) = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2-53)$$

来描述光线在自由空间中行进距离 L 时所引起的坐标变换。式 (2-52) 的右端是两个矩阵的乘积。

矩阵的乘法规则，用 A_{ik} 、 B_{kj} 、 C_{ij} 分别表示三个矩阵 A 、 B 、 C 的矩阵元素，且满足关系式

$$C_{ij} = \sum A_{ik} B_{kj} \quad (2-54)$$

则称矩阵 C 为矩阵 A 和矩阵 B 的乘积，记为 $C=AB$ 。式 (2-54) 的右端表示对重复的下标 k 求和。

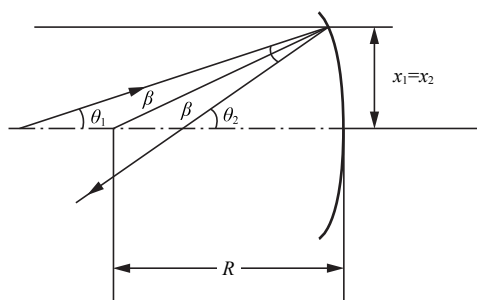


图 2.13 傍轴光线在球面镜上的反射

接下来考虑光线在球面镜 M_2 上发生的反射，如图 2.13 所示，根据球面镜对傍轴光线的反射规律，有

$$-\theta_2 = 2\beta + \theta_1 \quad (2-55)$$

$$(\theta_1 + \beta)R = x_1 \quad (2-56)$$

消去 β 可得

$$\begin{cases} x_2 = x_1 \\ \theta_2 = -\frac{2}{R}x_1 + \theta_1 \end{cases} \quad (2-57)$$

此方程也可以用矩阵形式写出：

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} = T(R) \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} \quad (2-58)$$

其中

$$T(R) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix} \quad (2-59)$$

傍轴光线通过焦距为 f 的薄透镜，如图 2.14 所示，设透镜的两主平面（在这里为两参考面 P_1 和 P_2 ）间距可忽略，则可写成如下关系式：

$$\begin{cases} x_2 = 1 \cdot x_1 + 0 \cdot \theta_1 \\ \theta_2 = \left(-\frac{1}{f}\right) \cdot x_1 + 1 \cdot \theta_1 \end{cases} \quad (2-60)$$

所以薄透镜的变换矩阵为

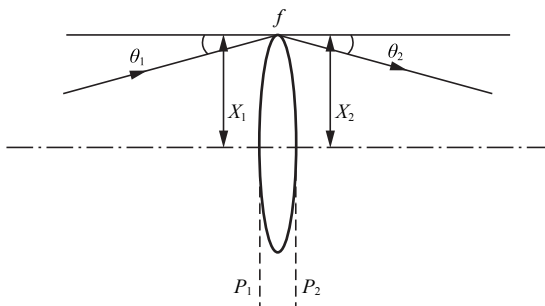


图 2.14 傍轴光线通过薄透镜的变换

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} = T(f) \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} \quad (2-61)$$

其中

$$T(f) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \quad (2-62)$$

这里设会聚透镜 $f > 0$ ，发散透镜 $f < 0$ 。

与球面镜对傍轴光线的变换矩阵 $T(R)$ 对比，发现二者形式非常相近，

$$T(R) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \quad (2-63)$$

容易证明，球面镜对傍轴光线的反射变换与焦距为 $f = \frac{R}{2}$ 的薄透镜对同一傍轴光线的透射变换是等效的，只是在前一种情况下将引起光线传播方向的折转。在此基础上，可以将球面镜等效为周期透镜波导。

回到光线在腔内传播的情形。首先是光线从球面镜 M_1 上出发，向球面镜 M_2 方向行进，参数从 (x_1, θ_1) 变为 (x_2, θ_2) ，其变换矩阵为 $T(L) = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ 。接下来，光线在曲率半径为 R_2 的镜 M_2 上反射时，有

$$\begin{bmatrix} x_3 \\ \theta_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = T(R_2) \begin{bmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} \quad (2-64)$$

当光线再从镜 M_2 行进到镜 M_1 上时，又有

$$\begin{bmatrix} x_4 \\ \theta_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_3 \\ \theta_3 \end{bmatrix} = T(L) \begin{bmatrix} x_3 \\ \theta_3 \end{bmatrix} \quad (2-65)$$

然后又在镜 M_1 上发生反射，有

$$\begin{bmatrix} x_5 \\ \theta_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_4 \\ \theta_4 \end{bmatrix} = T(R_1) \begin{bmatrix} x_4 \\ \theta_4 \end{bmatrix} \quad (2-66)$$

至此，光线在腔内完成一次往返。其总的坐标变换为

$$\begin{bmatrix} x_5 \\ \theta_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} \quad (2-67)$$

式中,

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \mathbf{T}(R_1) \mathbf{T}(L) \mathbf{T}(R_2) \mathbf{T}(L) \quad (2-68)$$

为傍轴光线在腔内往返一次的总变换矩阵,称为往返矩阵, \mathbf{T} 是四个变换矩阵的乘积。上式表明连续施行 $\mathbf{T}(L)$ 、 $\mathbf{T}(R_2)$ 、 $\mathbf{T}(L)$ 、 $\mathbf{T}(R_1)$ 四个变换的结果等效于由矩阵 \mathbf{T} 所表示的一个变换。按矩阵的乘法规则,可以求出

$$\begin{cases} A = 1 - \frac{2L}{R_2} \\ B = 2L \left(1 - \frac{L}{R_2} \right) \\ C = - \left[\frac{2}{R_1} + \frac{2}{R_2} \left(1 - \frac{2L}{R_1} \right) \right] \\ D = - \left[\frac{2L}{R_1} - \left(1 - \frac{2L}{R_1} \right) \left(1 - \frac{2L}{R_2} \right) \right] \end{cases} \quad (2-69)$$

在上述分析的基础上,可进一步将光线在腔内经 n 次往返,此时其参数的变换关系以矩阵的形式表示为

$$\begin{bmatrix} x_n \\ \theta_n \end{bmatrix} = \underbrace{\mathbf{T} \mathbf{T} \mathbf{T} \cdots \mathbf{T}}_{n \text{ 个 } \mathbf{T}} \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} = \mathbf{T}^n \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} \quad (2-70)$$

式中, \mathbf{T}^n 为 n 个往返矩阵 \mathbf{T} 的乘积; (x_n, θ_n) 为经 n 次往返后光线的坐标参数; (x_1, θ_1) 为初始出发时光线的坐标参数。

利用薛尔凡斯特定理,可以求得

$$\mathbf{T}^n = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}^n = \frac{1}{\sin \phi} \begin{bmatrix} A \sin n\phi - \sin(n-1)\phi & B \sin n\phi \\ C \sin n\phi & D \sin n\phi - \sin(n-1)\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix} \quad (2-71)$$

$$\text{式中} \quad \phi = \arccos \frac{1}{2}(A+D) \quad (2-72)$$

利用式(2-71),可将式(2-70)写成

$$\begin{cases} x_n = A_n x_1 + B_n \theta_1 \\ \theta_n = C_n x_1 + D_n \theta_1 \end{cases} \quad (2-73)$$

综上所述,几何光学方法分析傍轴光线在共轴球面腔内往返传播过程所得结果为式(2-67)~式(2-73)。从刚才的分析过程我们也可以类似推导出经过复杂光学系统的光线矩阵(见参考文献[1]P80~81),形式上其往返矩阵也可以写成 $\mathbf{T} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$,只是矩阵元不同而已。

2. 共轴球面腔的稳定条件

如果光束在共轴球面腔内经多次往返反射后,其位置仍“紧靠”光轴,那么该光腔是稳定



的；如果光束从腔镜面横向“逸出”反射镜之外，那么该光腔是不稳定的。由曲率半径不等的球面镜组成的激光谐振腔是周期序列的一个典型例子，它可以分为稳定的和不稳定的两种。

对于稳定序列，光束是有界的，即当传播矩阵 T^n 的各矩阵元取有限的实数时，近轴光线在腔内往返进行无限多次后，不会横向逸出腔外。由式 (2-71) 可见，要求矩阵元是有限的实数，这个条件相当于要求 ϕ 为实数。对于不稳定序列，方程中的三角函数变成双曲线函数，这表明光束通过序列时将越来越发散，光束是无界的，因此稳定性条件为：当满足不等式

$$-1 < \frac{1}{2}(A+D) < 1 \quad (2-74)$$

时，序列是稳定的。

将式 (2-69) 中的 A 和 D 代入式 (2-74) 可得

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1 \quad (2-75)$$

上面的分析适用于腔长为 L ，反射镜曲率半径分别为 R_1 和 R_2 所构成的光学谐振腔。现引入两个表示谐振腔几何参数的因子：

$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i} \quad (i=1, 2) \quad (2-76)$$

将式 (2-76) 中的几何参数因子代入式 (2-75) 可得

$$0 < g_1 \cdot g_2 < 1 \quad (2-77)$$

式 (2-74) 或式 (2-77) 称为共轴球面腔的稳定性条件。

使用上述公式时，我们规定当凹面镜向着腔内时， R 取正值；当凸面镜向着腔内时， R 取负值。

当腔的几何参数满足稳定性条件时，腔内近轴光束经往返无限多次而不会横向逸出腔外（没有几何偏折损耗），我们说谐振腔处于稳定工作状态，称为稳定腔，其特点是横向逸出损耗可以忽略。反之，如果不满足稳定性条件，即

$$g_1 \cdot g_2 > 1 \quad \text{即} \quad \frac{1}{2}(A+D) > 1 \quad (2-78)$$

或

$$g_1 \cdot g_2 < 0 \quad \text{即} \quad \frac{1}{2}(A+D) < -1$$

则腔内任何近轴光束在往返无限多次后，会横向偏折腔外，从几何上看必定是高损耗的，这种谐振腔处于非稳定工作状态，称为非稳定腔。这种非稳定腔不是不能工作，只是这类腔损耗大而已，在有些高增益激光器中仍可以应用。

满足条件

$$g_1 \cdot g_2 > 1 \quad \text{即} \quad \frac{1}{2}(A+D) = 1 \quad (2-79)$$

或

$$g_1 \cdot g_2 = 0 \quad \text{即} \quad \frac{1}{2}(A+D) = -1$$

的共轴球面腔称为临界腔（或介稳腔）。临界腔是一种特殊类型的谐振腔，如对称共焦腔、平行平面腔和共心腔，如图 2.15 所示，其性质介于稳定腔和非稳定腔之间。在谐振腔理论研究及实际应用中，临界腔均具有重要的意义。

最后必须指出式 (2-77) 所示的稳定性条件只适用于二镜组成的共轴球面腔，而式 (2-74) 所示的稳定性条件适用于任何开腔（如腔内插入光学元件或环形腔、折叠腔等复杂开腔）。但在折

叠腔和环形腔中，当谐振腔的光轴与球面镜的光轴存在夹角时，球面反射镜的反射矩阵应做修正。

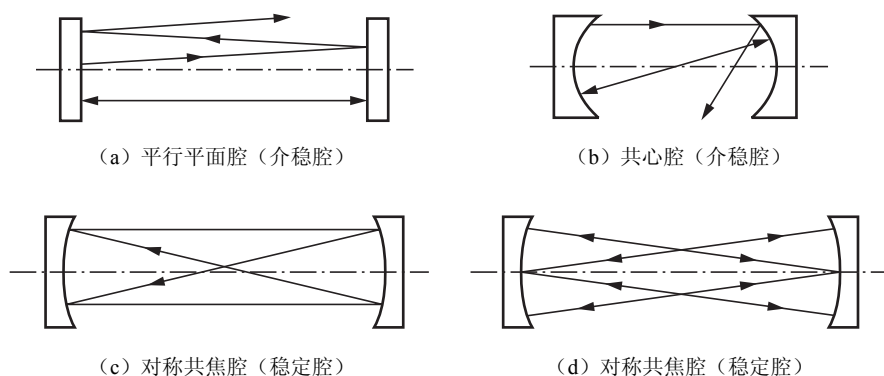


图 2.15 临界腔中傍轴光线的传播

2.4.3 高斯光束的基本性质

对于所有的稳定的共轴球面腔，当腔的非涅耳数很大时，腔轴线附近的场可以近似表示为高斯光束的形式。采用这类腔的激光器所发出的激光，将以高斯光束的形式在空间传播。高斯光束与普通球面波既有相似之处，又有明显差别。相似之处是，它们在近轴区都是球面波，但高斯光束的强度分布是不均匀的，主要集中在传播轴线附近；高斯光束波面曲率中心的位置随波面位置而变化。研究高斯光束在空间的传输规律以及高斯光束通过光学系统的传输规律是激光理论和应用中的重要问题。

1. 基模高斯光束

在标量近似下稳态传播的电磁场满足的赫姆霍茨方程：

$$\Delta \Psi + k^2 \Psi = 0 \quad (2-80)$$

波动方程的一个特解叫做基模（TEM₀₀模）高斯光束：

$$\Psi_{00}(x, y, z) = \frac{c}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \times \exp\left\{-i\left[k\left(z + \frac{r^2}{2R}\right) - \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)\right]\right\} \quad (2-81)$$

式中， c 为常数因子， $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为波矢的模，其余各符号的意义为

$$\begin{cases} r^2 = x^2 + y^2 \\ w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2} \\ R(z) = z \left[1 + \left(\frac{f}{z}\right)^2\right] = f \left(\frac{z}{f} + \frac{f}{z}\right) = z + \frac{f^2}{z} \\ f = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \text{ 或 } w_0 = \left(\frac{\lambda f}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (2-82)$$

w_0 为基模光束腰斑半径；

f 为高斯光束的共焦参数；

$R(z)$ 为与传播轴线相交于 z 点的高斯光束等相位面的曲率半径；

$w(z)$ 是与传播轴线相交于 z 点的高斯光束等相位面上的光斑半径。



需要注意的是,上述表达式是以束腰处作为坐标 z 的计算起点。若以其他位置,如镜面处作为坐标 z 的计算起点,形式会稍有不同,但是仍然是高斯函数,也就是还是以高斯光束的形式传播。

1) 横向分布特点

式 (2-81) 中的 $\frac{c}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right)$ 代表场的横向分布: 在任意一个横截面上, 振幅的横向分布是高斯型的, 即在中心轴上, 振幅达到极大值; 在轴外, 振幅随中心轴距离的平方而成指数衰减。在

$$r = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}} = w(z) \quad (2-83)$$

处, 振幅减小到极大值的 e^{-1} 。通常用半径为 $r = w(z)$ 的圆来规定基模光斑的大小, 称为基模在 z 处的光斑半径。也有取基模强度为中心值强度一半的点 (半功率点处) 到中心轴的距离为光斑半径。按照这种定义, 求得光斑半径为

$$w'(z) = \left(\frac{\ln 2}{2}\right)^{\frac{1}{2}} w(z) \approx 0.589w(z) \quad (2-84)$$

分布示意图如图 2.16 所示。

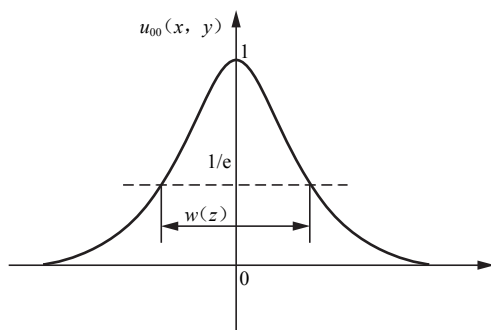


图 2.16 高斯分布与光斑尺寸

2) 传输特点

随传输距离 z 的增加, 光束发散, 光斑扩大, 中心值减小, 场的横向分布趋于平缓。由式 (2-81) 中的

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2} \quad (2-85)$$

整理后可得

$$\frac{w^2(z)}{w_0^2} - \frac{z^2}{f^2} = 1 \quad (2-86)$$

即基模光斑 $w(z)$ 的大小随着坐标 z 按双曲线规律变化。

图 2.17 表示了 $w(z)$ 随 z 的变化。基模高斯光束就是以上述双曲线绕 z 轴旋转所构成的回转双曲面为界的。在远场的情况下, 双曲线的渐近线为两条直线。

3) 远场发散角

定义基模高斯光束的远场发散角 (全角) 为双曲线的两根渐近线之间的夹角。

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2w(z)}{z} = 2 \sqrt{\frac{\lambda}{f\pi}} = \frac{2\lambda}{\pi w_0} = \frac{2w_0}{f} \quad (2-87)$$

即 $z \rightarrow \infty$ 时高斯光束振幅减小到中心最大值 $1/e$ 处与 z 轴的交角。

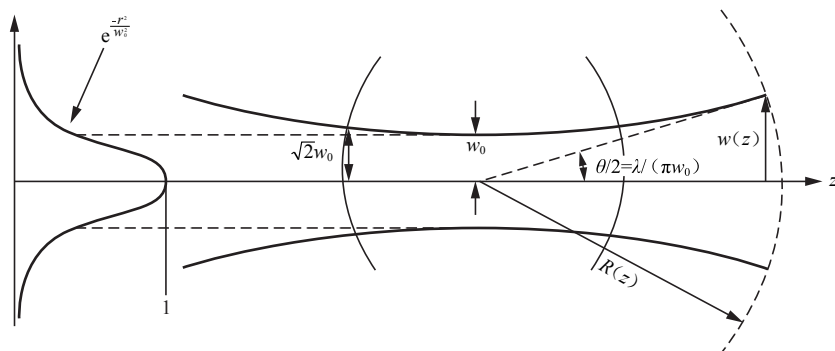


图 2.17 共焦腔基模高斯光束腰斑半径

4) 相移

式 (2-81) 中的因子 $\exp\left\{-i\left[k\left(z+\frac{r^2}{2R}\right)-\arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)\right]\right\}$ 描述高斯光束在点 (x, y, z) 处相对于原点 $(0, 0, 0)$ 的相位滞后。其中 kz 描述几何相移； $\arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) = \arctan\left(\frac{z}{f}\right)$ 描述高斯光束在空间行进距离 z 时相对几何相移的附加相位超前；因子 $k\left(\frac{r^2}{2R}\right)$ 描述与径向坐标 (x, y) 有关的相移。它表明高斯光束的等相位面是以 $R(z)$ 为半径的球面。

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{f}{z} \right)^2 \right] = f \left(\frac{z}{f} + \frac{f}{z} \right) = z + \frac{f^2}{z} \quad (2-88)$$

5) 变心球面波

高斯光束与普通球面波不同，它的波面曲率中心的位置随波面位置而变化。从式 (2-88) 可以看出：

在 $z=0$ 处， $R=\pm\infty$ （取“+”或“-”取决于 z 从哪个方向趋于零），说明束腰处的等相位面为平面，曲率中心在 ∞ 处。

在 $z>0$ 处， $R(z)>z$ ，说明是发散的球面波，曲率中心在束腰左侧。

当 $z=\pm\infty$ 时， $|R(z)| \approx |z| \rightarrow \infty$ 说明离束腰无限远处的等相位面亦为平面，且曲率中心就在束腰处。

在 $z<0$ 处， $R(z)<z$ ，说明是会聚的球面波，曲率中心在束腰右侧。

在 $z=\pm f$ 处， $|R(z)|=2f$ 为 $R(z)$ 最小值。

可见只有离束腰很远处，高斯光束的波面才与中心位于束腰的球面重合。

2. 厄米-高斯光束

在方形孔径稳定球面腔（包括方形孔径共焦腔）中，除了存在由式 (2-81) 所表示的基模高斯光束外，还可存在各阶高斯光束。其横截面内的场分布可由高斯函数与厄米多项式的乘积来描述。沿 z 方向传输的厄米-高斯光束可以写成以下一般形式：

$$\begin{aligned} \psi_{mn}(x, y, z) = & C_{mn} \frac{w_0}{w(z)} H_m \left[\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right] H_n \left[\frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right] \times \exp \left[-i \frac{r^2}{2R(z)} \right] \times \\ & \exp \left(-\frac{r^2}{w^2(z)} \right) \times \exp \left\{ -i \left[kz - (1+m+n) \arctan \left(\frac{z}{f} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (2-89)$$



式中, C_{mn} 是常数, $w(z)$ 和 $R(z)$ 分别由式 (2-84) 和式 (2-88) 给出。几个低阶的厄米多项式 H_m 为

$$\begin{aligned}
 H_0(x) &= 1 \\
 H_1(x) &= 2x \\
 H_2(x) &= 4x^2 - 2 \\
 H_3(x) &= 8x^3 - 12x \\
 H_4(x) &= 16x^4 - 48x^2 + 12 \\
 &\dots\dots
 \end{aligned} \tag{2-90}$$

可见, 当 $m=0, n=0$ 时式 (2-89) 退化为基模高斯光束的表达式 (2-81)。

厄米-高斯光束的横向场分布由高斯函数与厄米多项式的乘积来决定, 它沿 x 方向有 m 条节线 (光斑图垂直 x 方向有 m 个暗区), 沿 y 方向有 n 条节线 (光斑图垂直 y 方向有 n 个暗区)。图 2.18 表示出几个低阶厄米-高斯光束的光斑, 数出图中 x 方向与 y 方向的节线数, 就能确定横模阶数 m 与 n 。

厄米-高斯光束在空间行进距离 z 时相对几何相移的附加相位超前为

$$\Delta\Phi_{mn} = (1+m+n) \arctan\left(\frac{z}{f}\right) \tag{2-91}$$

它随 m 和 n 的增大而增大。在 z 处的光斑尺寸为

$$\begin{cases} w_m^2(z) = (2m+1)w^2(z) \\ w_n^2(z) = (2n+1)w^2(z) \end{cases} \tag{2-92}$$

式中, $w(z)$ 为基模 z 处光斑半径。在 x 方向和 y 方向的远场发散角为

$$\begin{cases} \theta_m = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2w_m(z)}{z} = \sqrt{(2m+1)} \frac{2\lambda}{\pi w_0} = \sqrt{(2m+1)} \theta_0 \\ \theta_n = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2w_n(z)}{z} = \sqrt{(2n+1)} \frac{2\lambda}{\pi w_0} = \sqrt{(2n+1)} \theta_0 \end{cases} \tag{2-93}$$

式中, θ_0 为基模高斯光束发散角。可见, 光斑尺寸和远场发散角也随 m 和 n 的增大而增大。

3. 拉盖尔-高斯光束

在圆形孔径稳定球面腔 (包括圆形孔径共焦腔) 中, 同样存在高阶横模, 由拉盖尔多项式与高斯函数的乘积来描述, 一般形式为

$$\begin{aligned}
 u_{mn}(r, \varphi, z) &= C_{mn} \frac{w_0}{w(z)} \left[\frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right]^m L_n^m \left[\frac{r^2}{w^2(z)} \right] \times \\
 &\quad \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \times \exp\left\{-i\left[kz - (1+m+2n) \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)\right]\right\} \times \\
 &\quad \exp\left[-i \frac{r^2}{2R(z)}\right] \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \tag{2-94}
 \end{aligned}$$

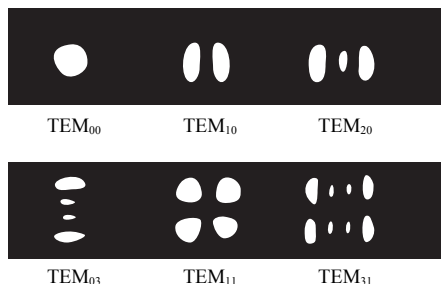


图 2.18 厄米-高斯光束的低阶模光斑

式中, C_{mn} 是常数; $w(z)$ 和 $R(z)$ 分别由式 (2-84) 和式 (2-88) 给出; L_n^m 为缔合拉盖尔多项式; 因子 $\cos m\varphi$ 和 $\sin m\varphi$ 决定角向分布, 可任选一个, 但在 $m=0$ 时, 只能选 $\cos m\varphi$ 项, 否则整个式子为零。当 $m=0, n=0$ 时, 式 (2-94) 退化为基模高斯光束的表达式。

在垂直于光束的任意一个横截面上, 振幅的分布为

$$A_{mn}(r, \varphi, z) = \left[\frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right]^m L_n^m \left[\frac{r^2}{w^2(z)} \right] \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \quad (2-95)$$

它沿半径 r 方向有 n 个节线圆, 沿辐角 φ 方向有 m 条节线。

拉盖尔-高斯光束的总相移为

$$\Phi(r, \varphi, z) = k\left(z + \frac{r^2}{2R(z)}\right) - (1+m+2n) \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \quad (2-96)$$

其中, 附加相移为

$$\Delta\Phi_{mn} = (1+m+2n) \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \quad (2-97)$$

可见 $\Delta\Phi_{mn}$ 随 n 的增加比随 m 的更快。

可以证明, 其光斑半径

$$w_{mn}(z) = \sqrt{m+2n+1} w(z) \quad (2-98)$$

远场发散角

$$\theta_{mn} = \sqrt{m+2n+1} \theta_0 \quad (2-99)$$

可见高阶光束的光斑半径和光束发散角也随模阶数 m 和 n 的增加而增大。

拉盖尔-高斯光束的低阶模光斑如图 2.19 所示。

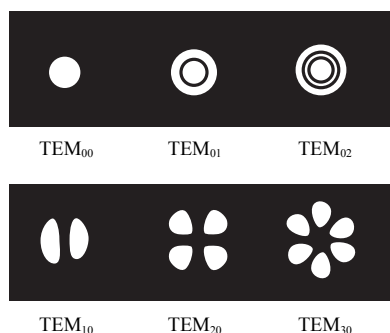


图 2.19 拉盖尔-高斯光束的低阶模光斑

2.4.4 基模高斯光束的特征参数

1. 用参数 w_0 (或 f) 及束腰位置表征高斯光束

从式 (2-81) 和式 (2-82) 可以看出, 一旦腰斑 w_0 的大小和位置给定了, 整个高斯光束的结构也就随之确定下来。由此可以确定与束腰相距 z 处的光斑大小 $w(z)$ 、等相位面的曲率半径 $R(z)$ 、该点相对于束腰处的相位滞后以及整个光束的发散角。由于 w_0 和 f 之间存在着确定的关系, 因此可以用共焦参数 f 及束腰的位置来表征特定的高斯光束, 如图 2.20 所示。

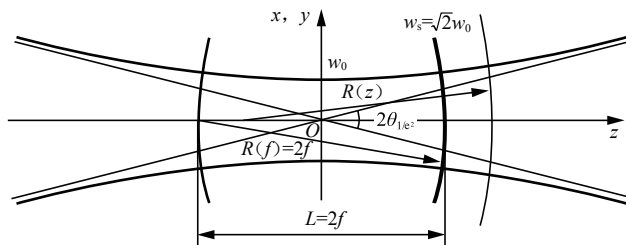


图 2.20 高斯光束及其参数

2. 用参数 $w(z)$ 和 $R(z)$ 及束腰位置表征高斯光束

由式 (2-85) 和式 (2-88) 知, 如果已知某给定位置 (坐标为 z) 处的光斑半径 $w(z)$ 和等相位面曲率半径 $R(z)$, 则可决定高斯光束腰斑的大小和位置。

$$\begin{cases} w_0 = w(z) \left[1 + \left(\frac{\pi w^2(z)}{\lambda R(z)} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \\ Z = R(z) \left[1 + \left(\frac{\lambda R(z)}{\pi w^2(z)} \right)^2 \right]^{-1} \end{cases} \quad (2-100)$$

所以我們也可以用给定位置处的 $w(z)$ 和 $R(z)$ 表征高斯光束。

3. 高斯光束的 q 参数

将式 (2-81) 中与横向坐标 r 有关的因子放在一起, 则式 (2-81) 可以写成

$$\Psi_{00}(x, y, z) = \frac{c}{w(z)} \exp \left\{ -ik \frac{r^2}{2} \left[\frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \right] \right\} \times \exp \left\{ -i \left[kz - \arctan \left(\frac{z}{f} \right) \right] \right\}$$

引入一个新的参数 $q(z)$,

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (2-101)$$

则上面的式子可进一步改写为

$$\Psi_{00}(x, y, z) = \frac{w_0}{w(z)} \exp \left(-ik \frac{r^2}{2} \cdot \frac{1}{q(z)} \right) \exp \left\{ -i \left(kz - \arctan \frac{z}{f} \right) \right\} \quad (2-102)$$

描述高斯光束基本特征的两个参数 $w(z)$ 和 $R(z)$ 在这里被统一到一个参数里, 这个 q 参数也可以用来表征高斯光束。一旦知道了高斯光束在某位置处的 q 参数值, 则可由下式求出该位置处 $w(z)$ 和 $R(z)$ 的数值:

$$\begin{cases} \frac{1}{R(z)} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{q(z)} \right\} \\ \frac{1}{w^2(z)} = -\frac{\pi}{\lambda} \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{q(z)} \right\} \end{cases} \quad (2-103)$$

另外, 如果以 $q_0 = q(0)$ 表示 $z=0$ 处的 q 参数值, 并注意到 $R(0) \rightarrow \infty$, $w(0) = w_0$, 则按式 (2-101) 有

$$\frac{1}{q_0} = \frac{1}{q(0)} = \frac{1}{R(0)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(0)} \quad (2-104)$$

由此得出

$$q_0 = q(0) = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = if \quad (2-105)$$

此式将 q_0 、 w_0 及 f 联系起来。

所以, 这三组参数之间是可以互相表示的, 都可以用来确定基模高斯光束的具体结构, 到底选用哪一组参数取决于实际情况。后面的讨论将会表明, 用参数 w_0 (或 f) 或参数 $w(z)$ 及 $R(z)$ 来描述高斯光束比较直观, 但用 q 参数来研究高斯光束的传输规律, 特别是高斯光束通过光学系统的传输将比应用其他参数更为方便。

2.4.5 高斯光束的变换规律

本节用 q 参数来讨论高斯光束的传输规律。用 q 参数比其他参数形式更为方便, 而且高

斯光束通过自由空间及光学系统的公式如果用 q 参数表示可以统一形式。

1. 普通球面波的传播规律

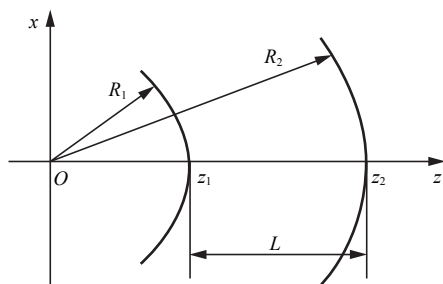


图 2.21 普通球面波的传播

考察沿 z 轴方向传播的普通球面波，其曲率中心为 O ，如图 2.21 所示，该球面波的波前曲率半径随传播过程的变化为

$$\begin{aligned} R_1(z) &= R(z_1) = z_1 \\ R_2(z) &= R(z_2) = z_2 \\ R_2(z) &= R_1(z) + (z_2 - z_1) = R_1(z) + L \end{aligned} \quad (2-106)$$

这就是普通球面波在自由空间的传播规律。

当傍轴球面波通过焦距为 F 的薄透镜时，其波前曲率半径满足

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{F} \quad (2-107)$$

式中， R_1 表示入射在透镜表面上的球面波面的曲率半径， R_2 表示经过透镜出射的球面波面的曲率半径。式 (2-107) 描述的是傍轴球面波通过薄透镜的变换规律。

在前一节，已经得到傍轴光线通过光学系统的变换矩阵：

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix}$$

当光线在自由空间（或均匀各向同性介质）中行进距离 L 时，其变换矩阵为

$$T(L) = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

焦距为 F 的薄透镜对傍轴光线的变换矩阵为

$$T(F) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{F} & 1 \end{bmatrix}$$

参照傍轴光线的变换矩阵形式，可以写出近轴球面波传输的 $ABCD$ 矩阵表示：

$$R_2 = \frac{x_2}{\theta_2} = \frac{AR_1 + B}{CR_1 + D} \quad (2-108)$$

可见具有固定曲率中心的普通傍轴球面波可以由其曲率半径 R 来描述，其传播规律按照式 (2-108) 由傍轴光线变换矩阵 T 确定。

2. 高斯光束 q 参数的变换规律—— $ABCD$ 公式

高斯球面波是一种特殊的球面波，是曲率中心不断改变、非均匀的球面波，其传播规律与普通球面波类似，也可以用与普通球面波类似的高斯光束 q 参数（式 (2-101)）来表示：

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)}$$

其中

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{f}{z} \right)^2 \right] = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]$$

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{f} \right)^2 \right] = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]$$

经整理后可得

$$q(z) = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} + z = if + z = q(0) + z \quad (2-109)$$

式中, $q_0 = q(0) = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = if$ 为 $z=0$ 处的 q 参数值。式 (2-109) 描述了高斯光束的 q 参数在自由空间 (或均匀各向同性介质) 中的传输规律。

由式 (2-109) 可得高斯光束在自由空间由 z_1 经距离 L 传播到 z_2 , q 的规律为

$$q(z_2) = q(z_1) + z_2 - z_1 = q(z_1) + L \quad (2-110)$$

式 (2-110) 与普通球面波的式 (2-106) 形式上完全一致。

接下来讨论当通过薄透镜时, 高斯光束 q 参数的变换规律。可以证明, 高斯光束经过薄透镜变换后仍为高斯光束。若以 M_1 表示高斯光束入射在透镜表面上的波面 (见图 2.22), 由于高斯光束的等相位面为球面, 经透镜后被转换成另一球面波面 M_2 而出射, M_1 与 M_2 的曲率半径 R_1 及 R_2 之间的关系由式 (2-107) 确定。同时, 由于透镜很“薄”, 所以在紧挨透镜的两方的波面 M_1 与 M_2 上的光斑大小及光强分布都应该完全一样。以 w_1 与 w_2 分别表示入射在透镜表面上的高斯光束的光斑半径和出射的高斯光束的光斑半径, 则有

$$w_1 = w_2 \quad (2-111)$$

总之, 经薄透镜变换后, 获得的是具有高斯型强度分布的另一球面波面 M_2 , 按博伊德-戈登的理论, 出射光束继续传输时仍为高斯光束。

考虑到 $\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{F}$, 有

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{R_2} - i \frac{\lambda}{\pi w_2^2} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{F} \right) - i \frac{\lambda}{\pi w_2^2} = \left(\frac{1}{R_1} - i \frac{\lambda}{\pi w_1^2} \right) - \frac{1}{F} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{F} \quad (2-112)$$

式中, q_1 为入射高斯光束在透镜表面上的 q 参数值; q_2 为出射高斯光束在透镜表面上的 q 参数值; R_1 与 w_1 为入射高斯光束在透镜表面上的波面曲率半径和光斑半径; R_2 与 w_2 为出射高斯光束在透镜表面上的波面曲率半径和光斑半径。式 (2-111) 即为 q 参数通过薄透镜的变换公式, 它在形式上与普通球面波通过薄透镜时所满足的式 (2-107) 也类似。

比较式 (2-106)、式 (2-107) 和式 (2-110)、式 (2-111) 可知, 无论是对在自由空间的传播还是对通过光学系统的变换, 高斯光束的 q 参数都起着和普通球面波的曲率半径 R 一样的作用, 因此有时又将 q 参数称为高斯光束的复曲率半径。与式 (2-108) 类似, 通过传输矩阵为

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$$

的光学系统时, q 参数的变换规律可用下式统一表示:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (2-113)$$

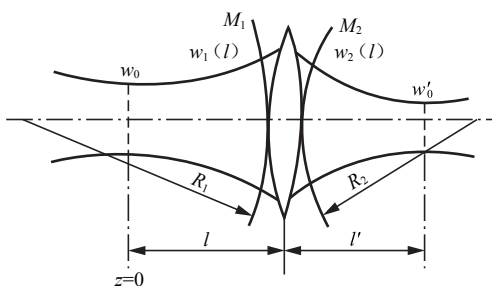


图 2.22 薄透镜对高斯光束的变换

式中, A 、 B 、 C 、 D 为该光学系统的传输矩阵元, q_1 和 q_2 分别为在入射平面 (1) 和出射平面 (2) 的高斯光束复参数。

如果复参数 q_1 的高斯光束顺次通过传输矩阵

$$M_1 = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \quad M_2 = \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} \quad \cdots \quad M_n = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix}$$

则总矩阵元 M 为

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \quad (2-114)$$

这就是 $ABCD$ 定律。它把光线传输的矩阵理论和高斯光束用简单的方式联系起来, 是研究高斯光束传输的一个基本方法。只要我们知道了傍轴光线通过该光学系统的变换矩阵, 在求得某位置处的 $q(z)$ 后, 光束的曲率半径 $R(z)$ 及光斑大小 $w(z)$ 即可按 q 参数的定义式 (2-103) 算出。

3. 用 q 参数分析高斯光束通过薄透镜的变换

当傍轴波面通过焦距为 F 的透镜时, 其波前曲率半径满足关系式:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{F}$$

出射光束在透镜处的光斑尺寸满足:

$$w = w'$$

q_1 表示入射高斯光束在透镜处的 q 参数:

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi w^2} \quad (2-115)$$

q_2 表示出射高斯光束在透镜处的 q 参数:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{R'} - i \frac{\lambda}{\pi w'^2} \quad (2-116)$$

由上面的四个式子可以得到

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{F} \quad (2-117)$$

距离透镜分别为 z 和 z' 处的复参数:

$$\begin{aligned} q &= q_1 - z \\ q' &= q_2 + z' \end{aligned}$$

可以得到 z' 处的 q' :

$$q' = \frac{\left(1 - \frac{z'}{F}\right)q + \left(z + z' - \frac{zz'}{F}\right)}{-\frac{q}{F} + \left(1 - \frac{z}{F}\right)} \quad (2-118)$$

已知透镜的焦距 F , 只要知道入射高斯光束的 q 和 z , 就可求得出射高斯光束在 z' 处的 q' 。高斯光束通过该光学系统时, q 满足的变换规律为

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (2-119)$$

比较可得 $ABCD$ 的矩阵元



$$\begin{cases} A = 1 - z'/F \\ B = z_0 + z' - zz'/F \\ C = -\frac{1}{F} \\ D = 1 - z/F \end{cases} \quad (2-120)$$

设入射高斯光束的光腰在 z 处, 出射高斯光束的光腰在 z' 处, 有

$$q = q_0 = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$$

$$q' = q'_0 = i \frac{\pi w_0'^2}{\lambda}$$

代入到

$$q' = \frac{\left(1 - \frac{z'}{F}\right)q + \left(z + z' - \frac{zz'}{F}\right)}{-\frac{q}{F} + \left(1 - \frac{z}{F}\right)}$$

得到

$$-\frac{q'_0 q_0}{F} + \left(1 - \frac{z}{F}\right)q'_0 = \left(1 - \frac{z'}{F}\right)q_0 + \left(z + z' - \frac{zz'}{F}\right) \quad (2-121)$$

等式两端的虚部和实部对应相等得到

$$\frac{q_0}{q'_0} = \frac{F - z}{F - z'} \quad (2-122)$$

$$q'_0 q_0 = -\left(z + z' - \frac{zz'}{F}\right)F \quad (2-123)$$

代入

$$q = q_0 = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad q' = q'_0 = i \frac{\pi w_0'^2}{\lambda}$$

得到出射高斯光束光腰尺寸 w_0' 为

$$w_0'^2 = \frac{w_0^2}{\left(1 - \frac{z}{F}\right)^2 + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 F^2}} \quad (2-124)$$

光腰所在位置 z' 的公式为

$$z' = \left[1 - \frac{\left(1 - \frac{z}{F}\right)}{\left(1 - \frac{z}{F}\right)^2 + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 F^2}} \right] \quad (2-125)$$

可改写成

$$z' = F + \frac{(z - F)}{\left(1 - \frac{z}{F}\right)^2 + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 F^2}} \quad (2-126)$$

经透镜变换后的腰斑大小由式 (2-124) 决定, 经透镜变换后的束腰位置由式 (2-125) 或式 (2-126) 决定。

2.5 不同工作物质的激光器

本节介绍一些常见的、有代表性的激光器。激光器按照激光工作介质形态的不同，可分为固体激光器、气体激光器、液体激光器、半导体激光器以及自由电子激光器等。

2.5.1 固体激光器

固体激光器一般使用晶体或玻璃作为基质，在其中掺入不同离子作为激活粒子。固体激光器的结构大体一致，如图 2.23 所示。

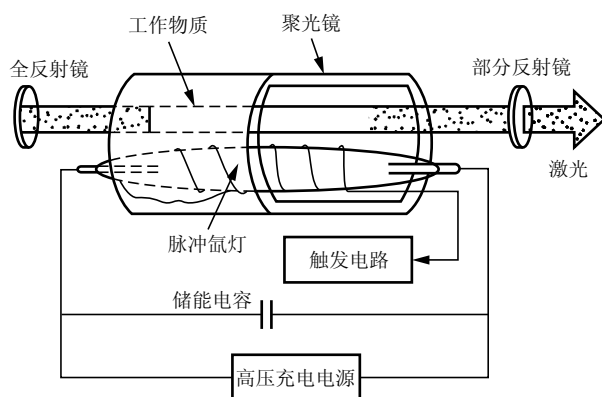


图 2.23 固体激光器的结构

晶体棒或玻璃棒的直径由 1cm 到几 cm 不等，长度由十几 cm 到几十 cm 不等。棒的两端面磨得很光滑，平行度很高，镀上反射膜以后就可以当成反射镜组成光学谐振腔。固体激光工作物质是绝缘晶体，一般都采用光泵浦激励。目前的泵浦光源多为工作于弧光放电状态的惰性气体放电灯，如氙灯等。常用的泵浦灯在空间的辐射都是全方位的，因而固体工作物质一般都加工成圆柱棒形状，所以为了将泵浦灯发出的光能完全聚到工作物质上，必须采用聚光腔。固体激光器的泵浦系统还要冷却和滤光。常用的冷却方式有液体冷却、气体冷却和传导冷却等，其中以液冷最为普遍。泵浦灯和工作物质之间插入滤光器件滤去泵浦光中的紫外光谱。固体激光器的优点是输出功率大，体积小，坚固，储存能量的能力较强，适合实现 Q 开关、锁模等技术。

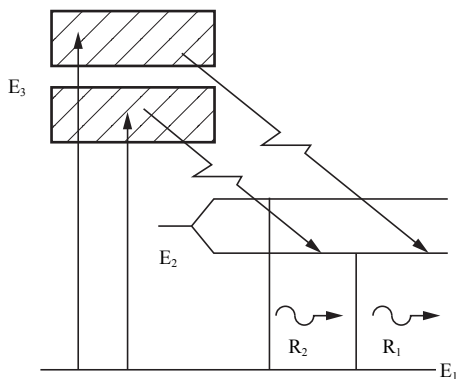
目前已实现激光振荡的不同基质——掺杂体系的工作物质有 200 多种，但是，性能好、使用广泛的主要有下面三种。

1. 红宝石激光器

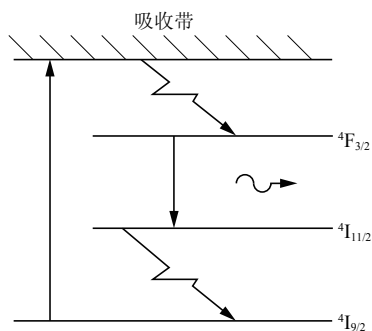
红宝石是在三氧化二铝 (Al_2O_3) 中掺入少量的氧化铬 (Cr_2O_3) 生长成的晶体。红宝石激光器用红宝石晶体棒作为基质，掺入的少量铬离子 (Cr^{3+}) 镶嵌在三氧化二铝的晶格中，铬离子的能级系统属于三级能级系统，图 2.24 所示是它的简化能级图。基态能级为 $^4\text{A}_2$ ，用强光照射红宝石棒，将处在基态的铬离子抽运到激发态 $^4\text{F}_1$ 与 $^4\text{F}_2$ 上，这两个激发态各自包括一些相离很近的能级，但这些能级的寿命很短，铬离子很快便经非辐射跃迁落到 ^2E 能级上。 ^2E 能级由两个相距非常近的能级 $2\bar{\text{A}}$ 和 $\bar{\text{E}}$ 组成，它们的寿命相对长一些，称为亚稳态。如果



抽运速率大到一定程度, 将基态上一半以上的铬离子抽运到 2E 能级上, 便可在 2E 能级与基态 4A_2 之间形成集居数反转 (粒子数反转)。从 \bar{E} 到 4A_2 的跃迁产生 R_1 谱线, 光波长为 694.3nm 。从 $2\bar{A}$ 到 4A_2 的跃迁产生 R_2 谱线, 光波长为 692.9nm 。由于 $2\bar{A}$ 和 \bar{E} 两个能级靠得近, 热运动使得这两个能级间得粒子交换十分频繁, 可以认为它们的粒子数始终相等。又因为 R_1 谱线和 R_2 谱线的荧光强度之比为 $7:5$, 也就是说, 当反转粒子数逐渐增大时, R_1 谱线首先起振产生激光。此时 \bar{E} 能级上的粒子数大量消耗, $2\bar{A}$ 上的粒子便迅速补充到 \bar{E} 能级上来, 致使 R_2 谱线始终不能起振。所以通常在红宝石激光器中只有 694.3nm 的 R_1 谱线才能形成激光输出。另外, 由于铬离子的三能级系统要想实现粒子数反转对抽运速率的要求较高, 故红宝石激光器不易实现连续激光输出, 通常都是脉冲式工作。

图 2.24 红宝石激光器 Cr^{3+} 简化能级图

2. 掺钕钇铝石榴石激光器 (Nd^{3+} : YAG)

图 2.25 掺钕激光器 Nd^{3+} 简化能级图

掺钕钇铝石榴石激光器 (Nd^{3+} : YAG) 用钕钇铝石榴石晶体作为基质, 用钕离子 (Nd^{3+}) 作为激活粒子。钕钇铝石榴石晶体是将一定比例的 Al_2O_3 、 Y_2O_3 和 Nd_2O_3 在单晶炉中进行熔化结晶而成的, 呈淡紫色。钕离子的能级系统属于四能级, 如图 2.25 所示, 基态能级是 $^4I_{9/2}$, 钕离子吸收了光泵的能量从基态跃迁到很宽的吸收带中, 然后以非辐射跃迁的方式落到 $^4F_{3/2}$ 能级上, 此能级寿命较长, 很容易实现它与 $^4I_{11/2}$ 能级之间的粒子数反转。钕离子受激辐射后从 $^4I_{11/2}$ 能级再通过非辐射跃迁的方式回到基态。受激辐射光波长通常为 $1.064\mu\text{m}$ 。

3. 钕玻璃激光器

钕玻璃激光器也是用钕离子 (Nd^{3+}) 作为激活粒子的。钕玻璃是在硅酸盐或磷酸盐玻璃中掺入适量的 Nd_2O_3 制成的。钕玻璃中 Nd^{3+} 的能级结构与 Nd^{3+} : YAG 基本相同。只是能级对应的能量和宽度略有差异, 泵浦吸收带稍宽, 荧光寿命较长 ($0.6 \sim 0.9\text{ms}$), 荧光 linewidth 较宽 (250cm^{-1}), 量子效率较低 ($0.3 \sim 0.7$), 受激辐射截面约为 Nd^{3+} : YAG 的 $1/30$ 。钕玻璃作为激光工作物质, 具有尺寸大、均匀性好、易加工、价格低等优点, 由于荧光寿命较长, 易于积累高能级粒子, 可以做成大能量、大功率激光器, 高达上万焦耳。但是玻璃的热导率低, 热稳定性差, 在大能量工作的情况下, 要进行水冷却, 通常不适合于连续和高重复率运转。另外, 钕玻璃激光器输出的激光单色性很差, 包含的模式多, 所以它常常被用于锁模激光器, 以获得较高的峰值功率输出。

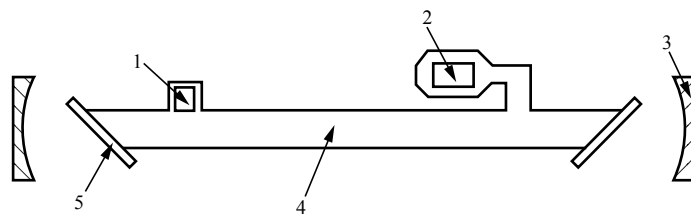
2.5.2 气体和液体激光器

气体激光器使用气体或蒸气作为激光工作物质, 它是目前应用最为广泛的一类激光器之

一。激活粒子可以是原子、分子或离子，如氦氖激光器是原子气体激光器，二氧化碳激光器是分子气体激光器，氙离子激光器是离子气体激光器。通常，气体激光器靠气体放电来进行泵浦，可以是直流放电，也可以是交流放电。气体激光器的最大优点是单色性、方向性都比其他激光器更好，输出激光的频率很稳定。由于大多数气体激光器的激光下能级为非基态，对泵浦功率的要求不高，因此很容易获得稳定连续的激光输出。它广泛应用于测量、通信、全息术、机械加工等方面。这里以最典型的氦氖激光器、二氧化碳激光器及氙离子激光器为例来分析它们的工作原理。

1. 氦氖激光器

氦氖激光器（He-Ne）是世界上最早出现的气体激光器，也是目前使用最广泛的激光器之一。图 2.26 所示是外腔式氦氖激光器的结构示意图。在放电毛细管内充有氦气与氖气的混合气体，两种气体的压强比约为 7:1，总压强在 100~400Pa。放电管内径约几 mm，长度有十几 cm 到几十 cm 不等。在放电管的两端贴有布儒斯特窗，窗口平面的法线与放电管轴线间的夹角恰好等于晶体的布儒斯特角，约 56° 。布儒斯特窗的作用是使激光器输出的激光为线偏振光，沿设计方向振动的偏振光通过布儒斯特窗时不会反射，因此有利于减少损耗，提高输出功率。外腔式结构的激光器允许自行调整，并可在腔内插入其他光学元件，有一定的灵活性。氦氖激光器的激活粒子为氖原子，但在氖原子的激发过程中，氦原子有非常重要的作用。参考图 2.27 所示的氦原子与氖原子的能级简图来说明氖原子放电泵浦形成粒子数反转的过程。热平衡条件下，氖原子与氦原子基本上都处在各自的基态上，当气体放电管有电流通过时，阴极发射的电子高速向阳极运动，电子在运动过程中与大量的基态氦原子发生非弹性碰撞，氦原子从基态跃迁到 2^1S_0 和 2^3S_1 态上。这两个能级都是亚稳态，它可以积累大量处在激发态的氦原子。这些氦原子又与基态的氖原子发生非弹性碰撞，将氖原子激发到与氦原子的 2^1S_0 和 2^3S_1 十分接近的 $3S_2$ 和 $2S_2$ 能级上。这个过程为原子能量的共振转移。图中氦原子的 $2P_4$ 与 $3P_4$ 能级的寿命很短，基本上无粒子。 $2P_4$ 能级的能量低于 $2S_2$ ， $3P_4$ 能级低于 $3S_2$ ，因此在 $3S_2 \rightarrow 3P_4$ 、 $3S_2 \rightarrow 2P_4$ 、 $2S_2 \rightarrow 2P_4$ 三对能级之间都可以形成粒子数反转，所形成的激光波长分别为 $3.39\mu\text{m}$ 、 632.8nm 、 $1.15\mu\text{m}$ 。氖原子的 $1S$ 态是激光下能级与基态之间的一个中间能级，发光氖原子受激辐射后经此能级回到基态。由上述分析知，氖原子的能级系统也是四能级系统。



1—阳极；2—阴极；3—反射膜；4—放电管；5—布儒斯特窗

图 2.26 氦氖激光器结构

2. 二氧化碳激光器

闭管内腔式二氧化碳激光器的结构如图 2.28 所示。放电管由玻璃或石英材料制成，直径

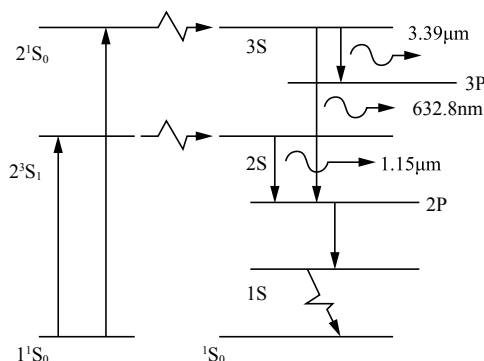
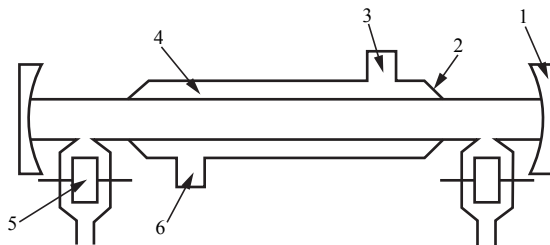


图 2.27 氦氖激光器简化能级图

从1cm到几cm，管长从1m到几m不等。放电管内充有氮气（ N_2 ）、氦气（He）和二氧化碳（ CO_2 ）混合气体，三者的比例为3:16:1。作为激活粒子的 CO_2 分子由三个原子组成，每个原子在其平衡位置附近振动。按照分子振动理论， CO_2 分子有三种不同的振动方式，每种振动方式存在一组对应的能级，每组振动能级中的各能级间几乎是等距的。第一组中各能级命名为100, 200, 300, ...；第二组中各能级命名为010, 020, 030, ...；第三组中各能级命名为001, 002, 003...，基态为000。 CO_2 分子的能级简图如图2.29所示。当放电管中有电流通过时，首先将 N_2 分子激发起来，在 N_2 分子与 CO_2 分子碰撞过程中， N_2 分子将能量转移给 CO_2 分子，使它从基态跃迁到001能级。此时001与100、020之间将产生粒子数反转，001→100的受激辐射可产生 $10.6\mu m$ 的红外激光，这是二氧化碳激光器最重要的谱线。010能级为激光下能级与基态之间的中间能级。 CO_2 分子的能级系统是四能级系统，其能级模型与Ne原子能级模型完全一样， CO_2 激光器的泵浦过程是靠激发态的 N_2 分子将能量转移给 CO_2 分子的，泵浦效率很高。充入氦气有两个作用：首先它可以减少处在激光下能级100以上的 CO_2 分子数，这样有利于提高反转粒子数；其次它对 CO_2 气体具有冷却作用。由于二氧化碳激光器所产生的激光属远红外波段，红外光热效应明显，因此它工作时会产生大量的热量。为了保证激光器正常工作，须及时将这些热量散发掉，一般用外加水冷套管的方式进行冷却。



1—反射镜；2—水冷套管；3—出水口；4—电极；5—放电管；6—进水口

图 2.28 二氧化碳激光器结构

二氧化碳激光器是一种比较重要的气体激光器，它具有以下几个突出优点：功率大，能量转换效率高。一般的二氧化碳激光器可以做到几十W的连续输出功率，近年来发展的大功率的气动二氧化碳激光器则达到了几十万W的输出功率。二氧化碳激光器有丰富的谱线，在 $10\mu m$ 附近有几十条谱线，高压的二氧化碳激光器甚至可做到从 $9 \sim 10\mu m$ 的连续可调谐输出。由于二氧化碳激光器中的 $10.6\mu m$ 光谱线正好处在大气窗口中，也就是大气对此波长的

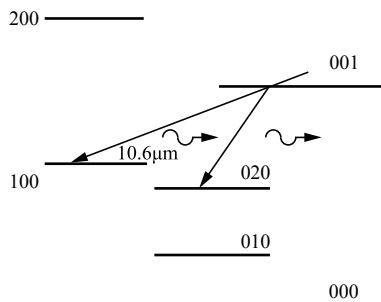
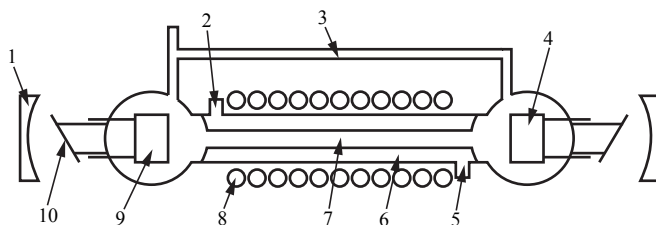


图 2.29 CO₂ 分子的能级简图

透明度较高，因此二氧化碳激光器输出的激光束能在大气中传输较远的距离。由于二氧化碳激光器的上述优点，决定了它在国民经济和国防上都有着许多重要的应用，如各种机械加工（包括打孔、切割、焊接等）、激光通信、激光雷达、激光武器以及激光治疗等。

3. 氩离子激光器

氩离子激光器的结构如图 2.30 所示。在放电管外附加一轴向磁场，以增加激光的功率，同时由于放电时输入电功率很大，为防止放电管因热破裂，需要有水冷装置。放电管内径一般为 3~5mm，长为几十 cm。由于在放电中氩离子有一端积累的趋势，所以在两个电极之间加上一个气旁路管，用来调节放电管中的气压，使之保持均匀。氩离子（Ar⁺）的能级图见图 2.31。当大放电电流通过放电管时，一部分氩离子受到电子的撞击，就会受到激发，从基态跃迁到激发态 4P，4P 能级由若干个相距很近的能级组成，在 4P 能级下边还有由一组能级组成的 4S 能级。由于它的寿命短，所以很容易在 4P 各能级与 4S 各能级之间形成离子数反转。输出激光的波长可有十余种，其中最强的为 488nm（蓝色）和 515nm（绿色）。



1—反射镜；2—出水口；3—气旁路管；4—阴极；5—进水口；
6—水冷套管；7—放电管；8—线圈；9—阳极；10—布儒斯特窗

图 2.30 氩离子激光器结构

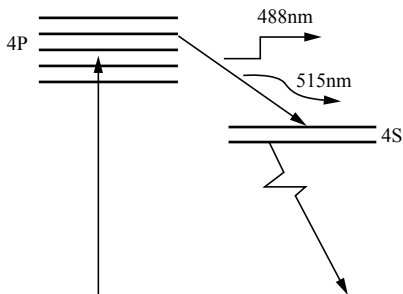


图 2.31 Ar⁺能级图

4. 液体激光器

液体激光器使用激光溶液作为激光工作物质，其中比较常用的是染料激光器。适合用作激光工作物质的染料是包含共轭双键的有机化合物，它的能级结构是一种准连续态能级结构（如图 2.32 所示）。这是由于染料分子与溶剂分子频繁碰撞和静电扰动引起的加宽，使得它的振动、转动能级几乎相连，因此每个电子态实际上对应一个准连续能带。

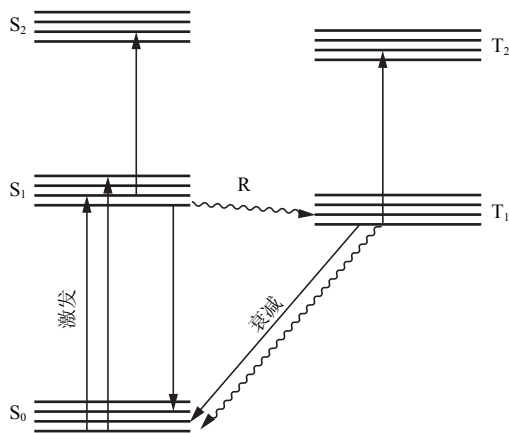


图 2.32 染料分子能级图

染料分子吸收了泵浦光能量由基态 S_0 跃迁到 S_1 的某一振转能级后，在和溶剂分子频繁的碰撞中迅速地将能量传递给溶剂分子并跃迁至 S_1 的最低振转能级。染料分子由此能级跃迁至 S_0 的各振转能级时产生荧光。跃迁至 S_0 的较高振转能级的染料分子迅速通过无辐射跃迁过程返回 S_0 的最低能级。在 S_1 的最低振转能级和 S_0 的较高振转能级间极易形成集居数反转分布状态，由于 S_0 和 S_1 都是准连续带，吸收谱和荧光发射谱都是连续的，所以染料激光器有很宽的调谐范围。

处于 S_1 态的染料分子还可以通过碰撞向 T_1 态跃迁，这一过程称作系际交叉。 T_1 态的寿命较长，分子较易在 T_1 态聚集，而 $T_1 \rightarrow T_2$ 跃迁的吸收波长又恰好与 $S_1 \rightarrow S_0$ 跃迁荧光波长重叠，这意味着 T_1 态积聚的染料分子可吸收受激辐射光子而向 T_2 态跃迁，因此不利于激光运转。只有在 $S_1 \rightarrow S_0$ 受激辐射跃迁产生的增益大于 $T_1 \rightarrow T_2$ 态跃迁造成的吸收损耗时才能形成激光振荡。

染料激光器通常采用光泵浦，能够用于泵浦染料激光器的激光种类很多，主要有氮分子激光器 ($0.337\mu\text{m}$)、红宝石激光器 ($0.6943\mu\text{m}$)、钕玻璃激光器 ($1.06\mu\text{m}$)、铜蒸气激光器 ($0.5106\mu\text{m}$ 、 $0.5782\mu\text{m}$)，准分子激光器（主要在紫外区）以及这些激光的二次、三次谐波等。它的基本结构除有染料池、谐振腔、泵浦光源以外，还有染料溶液的循环及过滤系统，图 2.33 所示是目前经常采用的三镜腔式染料激光器结构示意图。工作方式可以有连续的或脉冲的。其最大特点是通过改变溶液的组成，染料种类、浓度和温度，染料池的长度，可以使输出激光的波长在 $0.34 \sim 1.2\mu\text{m}$ 的范围内连续可调。由于染料激光器具有较宽的频带，所以可以从锁模染料激光器得到很窄的脉冲，脉宽甚至可以压缩到仅 6fs。此外，染料激光器的增益、效率都比较高，价格低廉，容易制备。由于激光溶液能循环操作，所以它的光学均匀性好，有利于冷却。缺点是发散角大，某些溶液有毒性和腐蚀性。

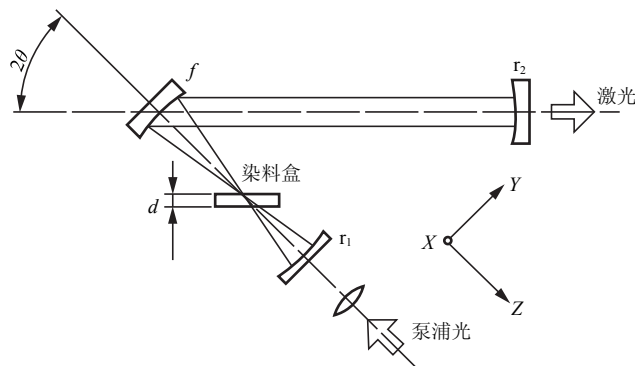


图 2.33 三镜腔式染料激光器结构示意图

2.5.3 半导体激光器

半导体激光器使用半导体材料作为激光工作物质，如单元素的碲，双元素的砷化镓、硫化锌等，三元素的镓化砷、铅锡碲等，各种不同材料的半导体激光器的输出光波长不一样，砷化镓激光器在室温下输出光波长为 $0.9\mu\text{m}$ 。图 2.34 所示为砷化镓激光器的示意图，其主要部分是一个 PN 结，形状为长方形，长约 $250\mu\text{m}$ ，宽约 $100\mu\text{m}$ 。整个激光器的体积就只有针孔大小。它的两个端面磨光，并互相平行，构成谐振腔的两个反射镜。当 PN 结两端不加电压时，N 区中的多数载流子——空穴互相扩散，形成一个内建电场，使 PN 结相当于一个阻挡层。当在 PN 结上加正向电压，即 N 极接负极，P 极接正极时，阻挡层被削弱，注入 N 区的大量电子流向 P 区，并在结区内与空穴复合，放出光子而形成激光。这一过程也可描述为，由于 PN 结未加电压时，N 区电子的能级比 P 区空穴的能级低，加上正向电压后，使 N 区电子的能级高于 P 区空穴的能级，大量电子处在高能级上，实现了粒子数反转。电子流向 P 区与空穴复合的过程就是电子由高能级

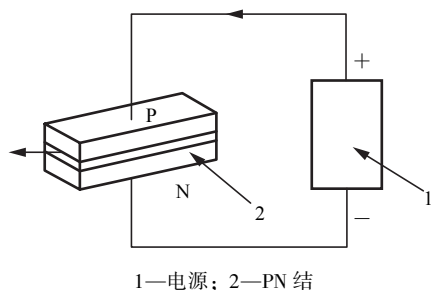


图 2.34 半导体激光器结构

向低能级跃迁的过程。

半导体激光器的优点是体积小，重量轻，造价低，寿命长（约数万小时以上），采用简单的电泵浦方式，容易与其他元件集成，这些特点使它在光通信、光存储中得到了广泛应用。它的缺点是功率小，发散角大，单色性差，输出特性受温度的影响比较明显。

2.5.4 自由电子激光器

自由电子激光器 FEL（Free Electron Laser）是一种以相对论电子束（电子运动速度很高，不能忽略相对论效应的电子束）为工作物质，通过与泵浦场（周期磁场或电磁场）的相互作用而产生相干电磁波的激光器。与传统的激光器相比，自由电子激光器将高能电子束的能量转变为激光，没有分子、原子等特定能级的限制，因此频谱范围广，波长可连续调谐；输出激光能量不受工作物质热破坏阈值的限制，可获得高功率输出；直接将自由电子动能转换为电磁辐射，没有中间环节，转换效率理论上可达 50% 以上；工作物质为自由电子，没有衰变问题，工作寿命长。



自由电子激光器由电子束加速器、摆动器和谐振腔三部分构成，如图 2.35 所示，从加速器引出的高能电子束相当于激光工作物质，因而电子束质量的好坏直接影响着整个激光器的性能。相对论电子束从激光谐振腔的一端注入，经过摆动器时，受到空间周期性变化的横向静磁场作用。磁场由一组“摆动器”或“波荡器”的磁铁产生。磁铁以交替极性方式布置，磁场为螺旋式或平面式。在该磁场作用下，电子束在磁摆动器中一边前进，一边有横向摆动。例如，周期性磁场在水平面内，电子则周期性上下摆动。电子的横向及运动方向的改变，表明电子有加速度。根据电磁辐射理论，电子有加速就必然会辐射电磁波。这种带电粒子沿弯曲轨道运动而辐射电磁波，称为同步辐射。同步辐射有一个比较宽的频率辐射范围，但缺乏单色性和相干性。

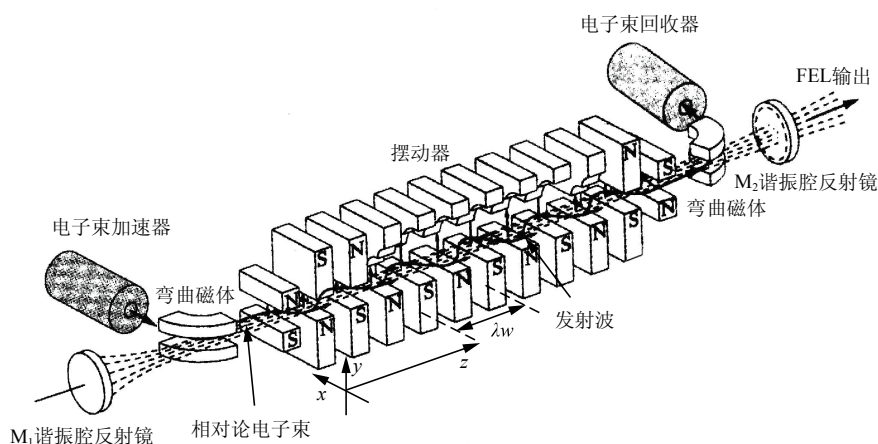


图 2.35 自由电子激光器基本结构

在磁场的作用下，电子受到一个作用力而偏离直线轨道，并产生周期性聚合和发散作用。这相当于一个电偶极子，在满足共振关系的情况下电子的横向振荡与散射光场相互耦合，产生作用在电子上的纵向周期力——有质动力。在有质动力的作用下，电子束的纵向密度分布受到调制。于是，电子束被捕获和轴向群聚。这种群聚后的电子束与腔内光场（辐射场）进一步相互作用，会产生受激散射光，使光场能量增加，得到具有相干性的激光。这是通过自发辐射光子和电子相互作用的反馈机制，把自发辐射转换为窄带相干辐射，而且此辐射电磁波在电子运动的方向上强度最大。因此，摆动器促成自由电子激光器中电子和光子间的相互作用。在电子通过摆动器后，利用弯曲磁体把电子和光分离。

凡是能使自由电子产生自发辐射的各种机理几乎都可以产生受激辐射，如受激康普顿散射、受激韧致散射、受激切伦柯夫散射、受激拉曼散射及受激电磁冲击散射等。因此，相对应有康普顿激光器、磁韧致激光器、切伦柯夫激光器和拉曼激光器等。工作在可见光或红外波段康普顿型自由电子激光器（高电子能量、低电子密度）把激光器波段推向短波甚至到 X 射线。工作在毫米和亚毫米波段的拉曼型自由电子激光器（低电子能量、高电子密度）填补了可见红外光到微波之间的波段。

自由电子激光器主要用于可见光到紫外光的短波区和微波到红外光的长波区，但是，随着近年来超导加速器、新型光阴极注入器等相关技术的成功研制和能量回收装置与自由电子激光器的有效结合，自由电子激光的研究突破了功率和效率低的限制，进入了新一轮的高速发展。尤其体现在短波长（紫外 X 射线）、高功率（最高平均功率达 10kW 以上）、小型化等

方面,并推动了它在物性研究、半导体加工、光诱导化学、医用、原子能和军事等领域的应用。

【本章小结】

本章我们学习了激光的自激振荡原理、光学谐振腔的基本结构、光线传播矩阵、高斯光束的基本特性、高斯光束 q 参数变换,了解了各种类型的激光器,为今后学习后续课程以及从事光学领域实际工作和科学研究打下基础。

【知识链接】

世界上第一台激光器发明者梅曼介绍

世界上第一台激光器是由美国人梅曼发明的,那么这个梅曼又是何许人呢?

梅曼(Theodore Harold Maiman),美国物理学家。1927年7月11日生于加利福尼亚州洛杉矶。梅曼是一个电气工程师的儿子,靠修理电器读完大学。他于1949年从科罗拉多大学毕业后,便到斯坦福大学攻读研究生,并于1955年获得博士学位。在休斯研究实验室工作时,他对汤斯的“脉泽”产生了兴趣。汤斯曾预言,微波(很短的无线电波)脉泽的原理在一定条件下也适用于像可见光这样短波长的电磁波。梅曼给自己立下了这样的课题:利用布莱姆伯根提出的三能级原理来实现汤斯的预言。他制成了一个红宝石的圆柱体,两端仔细地磨成平行的平面,并镀上银;用闪光灯把能量馈入其中。1960年5月,它发射出第一束闪光。这样发射出来的光是单色的(单一波长),相干光所形成的光束可发射到几千英里以外也不会因发散而失去作用。还可以把这种光束聚到一个很小的点上,这样馈送到这一点的光的能量就很大,甚至可以达到或者超过太阳表面的温度值。这就是“受激辐射光放大器”(Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, LASER),换言之,这是第一个“镭射”(音译,激光)装置。

梅曼的社会评价:

发明了世界上第一台可操作的激光器和两次被提名为诺贝尔和平奖的著名发明家梅曼于2007年5月5日在温哥华不列颠哥伦比亚省逝世,享年79岁。这个消息从他的妻子那里得到证实。根据在IEEE的虚拟博物馆上记载,梅曼被称为“光电产业之父”,但梅曼认为自己是“一个研究兴趣在光电、激光、显示器和空气动力学的科学家及工程师”。他受聘于美国休斯研究实验室,担任科长,从1959年开始研究,到1960年成功发明了世界上第一个用红宝石作为泵浦源的激光器,得到了全世界的承认。据IEEE的记载,他的发明是从Arthur L. Schawlow和Charles H. Townes两位学者于1958年发表的红外光子辐射理论中得到了启发,成功地研制了世界上第一台红宝石激光器。

习 题

一、思考题

- 2-1 光子有哪些特性?怎样描述光的相干性?光子简并度的概念怎么理解?
- 2-2 辐射跃迁(光和物质相互作用)包括哪三种基本过程?
- 2-3 自发辐射、受激辐射和受激吸收三个爱因斯坦系数及其相互关系如何?

- 2-4 什么是自激振荡? 如何实现?
- 2-5 光线往返矩阵如何理解? 如何判断球面腔的稳定性?
- 2-6 基模高斯光束的基本性质有哪些? 高斯光束的 q 参数及其变换规律如何?
- 2-7 高斯光束的特征参数有哪些?
- 2-8 实际当中如何应用高斯光束的 $ABCD$ 矩阵?
- 2-9 激光器按照工作物质分可以分为哪几类?
- 2-10 为什么钕玻璃比 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 更适宜于制作锁模激光器?
- 2-11 为什么产生激光时三能级系统比四能级系统需要更强的泵浦?

二、计算题

2-12 如果激光器和微波激励器分别在 $\lambda = 10\mu\text{m}$ 、 $\lambda = 500\text{nm}$ 和 $\nu = 3\,000\text{MHz}$ 输出 1W 连续功率, 问每秒钟从激光上能级向下能级跃迁的粒子数是多少?

2-13 设一对激光能级为 E_2 和 E_1 ($f_2 = f_1$), 相应频率为 ν (波长为 λ), 能级上的粒子数密度分别为 n_2 和 n_1 , 求:

- (1) 当 $\nu = 3\,000\text{MHz}$, $T = 300\text{K}$ 时, n_2/n_1 的值。
- (2) 当 $\lambda = 1\mu\text{m}$, $T = 300\text{K}$ 时, n_2/n_1 的值。
- (3) 当 $\lambda = 1\mu\text{m}$, $n_2/n_1 = 0.1$ 时, 温度 T 的值。

2-14 (1) 一质地均匀的材料对光的吸收系数为 0.01mm^{-1} , 光通过 10cm 长的该材料后, 出射光强为入射光强的百分之几?

(2) 一光束通过长度为 1m 的均匀激励的工作物质。如果出射光强是入射光强的两倍, 试求该物质的增益系数。

2-15 试利用往返矩阵证明对称共焦腔为稳定腔, 即任意傍轴光线在其中可以往返无限多次, 而且两次往返即自行闭合。

2-16 试求平凹、双凹、凹凸共轴球面镜腔的稳定性条件。

2-17 若已知某高斯光束之 $w_0 = 0.3\text{mm}$, $\lambda = 632.8\text{nm}$ 。求束腰处的 q 参数值, 与束腰相距 30cm 处的 q 参数值, 以及与束腰相距无限远处的 q 值。

2-18 某高斯光束 $w_0 = 1.2\text{mm}$, $\lambda = 10.6\mu\text{m}$ 。今用 $F = 2\text{cm}$ 的锗透镜来聚焦, 当束腰与透镜的距离为 10m 、 1m 、 10cm 、 0cm 时, 求焦斑大小和位置, 并分析所得的结果。

第 3 章

光束的调制和扫描

【学习目标】

通过本章学习，掌握光束的调制、扫描的原理、方法和特性。内容包括电光调制、声光调制、磁光调制和直接调制的原理、实现方法、特点及应用；机械扫描、声光扫描、电光扫描的原理、实现方法和器件结构；空间调制器的原理和结构。

【学习要求】

- 掌握光束调制原理，包括电光调制、声光调制、磁光调制和直接调制的原理、实现方法、特点及应用
- 掌握光束扫描的原理，包括机械扫描、声光扫描、电光扫描的原理、实现方法和器件结构
- 了解空间调制器的原理、特点和应用

【引例】

光束通过光器件的调制和扫描便可作为信息载体或能量载体应用于通信、工业、医疗及探测等领域。常见的光调制器有电光调制器、声光调制器、磁光调制器等，半导体激光器可直接调制。例如，激光标记、激光投影等涉及激光能量调制和扫描；半导体激光器的信号调制则广泛应用于光通信领域。

图 3.1 所示就是我们经常用到的各种光调制扫描器件和应用实例。

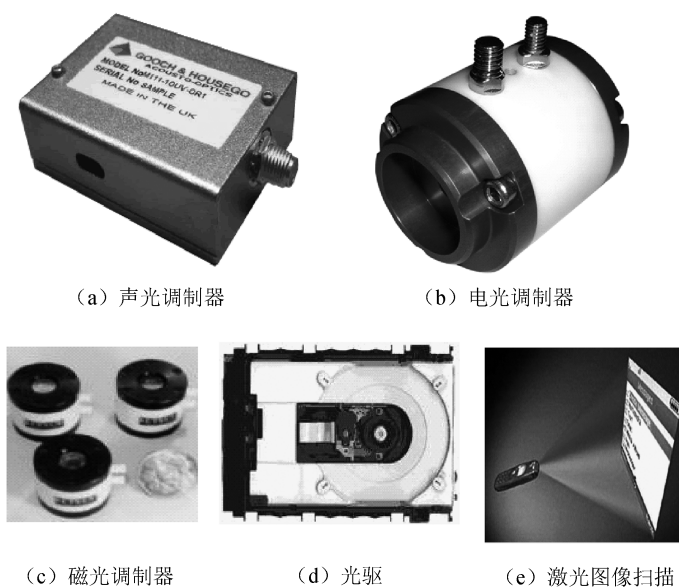


图 3.1 各种光调制扫描器件和应用实例



3.1 光束调制原理

激光是一种光频电磁波，具有良好的相干性，与无线电波相似，可作为传递信息的载波。要用激光作为载体，就必须解决如何将信息加到激光上去的问题。这种将信息加载于激光的过程称为调制，完成这一过程的装置称为调制器。其中激光为载波，起控制作用的低频信号为调制信号。

光波的电场强度为

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c) \quad (3-1)$$

式中， A_c 为振幅， ω_c 为角频率， φ_c 为相位角。既然光束由振幅、频率、相位、强度和偏振等参量表征，如果能应用某种物理方法改变这些参量之一，使其按照调制信号的规律变化，那么激光就受到了信号的调制，从而达到“运载”信息的目的。

实现激光调制的方法很多，根据调制器与激光器的关系可以分为内调制（直接调制）和外调制。内调制是指加载信号是在激光振荡的过程中进行的，以调制信号改变激光器的振荡参数，从而改变激光器的输出特性以实现调制。内调制主要用在光通信的注入式半导体光源中。外调制是指激光形成之后，在激光器的光路上放置调制器，用调制信号改变调制器的物理性能，当激光束通过调制器时，使光波的某一参量受到调制。

光束调制按其调制的性质可分为调幅、调频、调相和强度调制等。下面介绍这几种调制的概念。

3.1.1 振幅调制

振幅调制就是载波的振幅随调制信号的规律变化的振荡，简称调幅。若调制信号为一时间的余弦函数，即

$$a(t) = A_m \cos \omega_m t \quad (3-2)$$

式中， A_m 为调制信号的振幅， ω_m 为调制信号的角频率。在进行调制后，式（3-1）中的振幅 A_c 不再是常量，而是与调制信号成正比。调制波的表达式为

$$E(t) = A_c [1 + m_a \cos(\omega_c t + \varphi_c)] \quad (3-3)$$

利用三角函数将上式展开，得到调幅波的频率公式，即

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c) + \frac{m_a}{2} A_c \cos[(\omega_c + \omega_m)t + \varphi_c] + \frac{m_a}{2} A_c \cos[(\omega_c - \omega_m)t + \varphi_c] \quad (3-4)$$

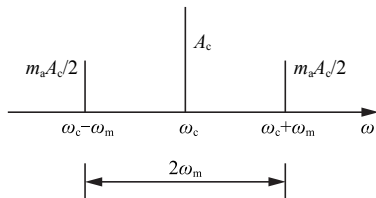


图 3.2 调幅波频谱

式中， $m_a = A_m / A_c$ 为调制系数。式（3-4）调幅波的频谱由三个成分组成，第一项是载频分量，第二、三项是调制产生的新分量，称为边频分量，如图 3.2 所示。上述分析是单频余弦信号调制的情况。如果是复杂的周期信号，则调幅波的频率将由载频分量和两个边频带组成。

3.1.2 频率调制和相位调制

调频或调相就是光载波的频率或相位随着调制信号的规律变化。因这两种调制波都表现

为总相角 $\Psi(t)$ 的变化, 因此统称为角度调制。

对于频率调制, 就是式 (3-1) 中的角频率 ω_c 不再是常数, 而是随调制信号变化, 即

$$\omega(t) = \omega_c + \Delta\omega(t) = \omega_c + k_f a(t) \quad (3-5)$$

若调制信号为余弦函数, 则调频波的总相角为

$$\Psi(t) = \int \omega(t) dt + \varphi_c = \int [\omega_c + k_f a(t)] dt + \varphi_c = \omega_c t + \int k_f a(t) dt + \varphi_c \quad (3-6)$$

则调制波为

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + m_f \sin \omega_m t + \varphi_c) \quad (3-7)$$

式中, k_f 为频率比例系数, $m_f = \Delta\omega/\omega_m$ 为调频系数。

同理, 相位调制就是式 (3-1) 中的相位角 φ_c 随调制信号的规律变化, 调相波的总相角为

$$\Psi(t) = \omega_c t + k_\varphi a(t) + \varphi_c = \omega_c t + k_\varphi \sin \omega_m t + \varphi_c \quad (3-8)$$

则调相波为

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + m_\varphi \sin \omega_m t + \varphi_c) \quad (3-9)$$

式中, k_φ 为相位比例系数, $m_\varphi = k_\varphi A_m$ 为调相系数。

调频和调相实质都是调制总相角, 因此统一写成

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + m \sin \omega_m t + \varphi_c) \quad (3-10)$$

将其按三角公式展开, 并利用相关的公式得到

$$E(t) = A_c J_0(m) \cos(\omega_c t + \varphi_c) + A_c \sum_{n=1}^{\infty} J_n(m) [\cos(\omega_c + n\omega_m)t + \varphi_c + (-1)^n \cos(\omega_c - n\omega_m)t + \varphi_c] \quad (3-11)$$

可见, 在单频余弦波调制时, 其角度调频波的频谱是由光载波与在它两边对称分布的无穷多对边频组成的。若调制信号是其他情况, 则其频谱将更复杂。

3.1.3 强度调制

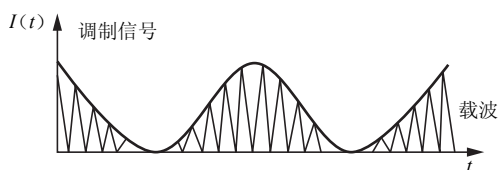


图 3.3 强度调制

强度调制是光载波的强度 (光强) 随调制信号规律变化的振荡, 如图 3.3 所示。光束调制多采用此种形式, 因为接收器一般都直接响应其所接收的光强变化。

光强定义为光波电场的平方, 为

$$I(t) = E^2(t) = A_c^2 \cos^2(\omega_c t + \varphi_c) \quad (3-12)$$

于是, 强度调制的光强为

$$I(t) = \frac{A_c^2}{2} [1 + k_p a(t)] \cos^2(\omega_c t + \varphi_c) \quad (3-13)$$

式中, k_p 为光强比例系数。若是单频余弦波, 则

$$I(t) = \frac{A_c^2}{2} [1 + m_p \cos \omega_m t] \cos^2(\omega_c t + \varphi_c) \quad (3-14)$$

式中, $m_p = k_p A_m$ 为强度调制系数。相应的频谱可用类似的方法求得, 结果与调幅波略有不同, 其频谱除了载频及对称分布的两边频外, 还有低频 ω_m 和直流分量。



3.1.4 脉冲调制

以上调制形式得到的调制波都是连续振荡的波，称为模拟式调制。此外，目前光通信中广泛采用一种在不连续状态下调制的脉冲调制和数字式调制（脉冲编码调制）。一般式先进行电调制，再进行光强度调制。

脉冲调制是用间歇性的周期性脉冲序列作为载波，并使载波的某一参量按调制信号规律变化的方法。即用模拟调制信号对电脉冲序列的某参量（幅度、宽度、频率、位置等）进行点调制，使之按调制信号规律变化，成为已调制脉冲序列，如图 3.4 所示。然后再用这一调制脉冲序列对光载波进行强度调制，得到相应变化的光脉冲序列。

脉冲调制有脉冲幅度调制、脉冲宽度调制、脉冲频率调制和脉冲位置调制等。例如，用调制信号改变电脉冲序列中每一脉冲产生的时间，则其每个脉冲位置有一个与调制信号成比例的位移，即为脉冲调制，如图 3.4 (e) 所示。再对光载波进行调制，得到相应的光脉冲调制波，其表达式为

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c) \quad (\text{当 } t_n + \tau_d \leq t \leq t_n + \tau_d + \tau \text{ 时})$$

$$\tau_d = \frac{\tau_p}{2} [1 + M(t_n)] \quad (3-15)$$

式中， $M(t_n)$ 为调制信号的振幅， τ_d 为载波脉冲前沿相对样品时间 t_n 延迟时间。为防止脉冲重叠到相邻的样品周期上，最大延迟时间必须小于样品周期 τ_p 。

3.1.5 脉冲编码调制

这种调制是把模拟信号先变成电脉冲序列，进而变成代表信息的二进制编码，再对光载波进行强度调制，进行三个过程：抽样、量化和编码。

(1) 抽样。抽样就是把连续信号波分割成不连续的脉冲波，用一定的脉冲列表示，且脉冲列的幅度与信号波的幅度相对应。也就是说，原来的模拟信号变成脉幅调制信号。按此定理，只要取样频率比所传递信号的最高频率大两倍以上，就能恢复原信号。

(2) 量化。量化就是把抽样后的脉幅调制波分级取“整”处理，用有限个代表值取代抽样值的大小，再通过量化变成数字信号。

(3) 编码。编码就是把量化后的数字信号变换成相应的二进制码的过程。即用等宽度的脉冲作为“码子”，用“有”脉冲和“无”脉冲分别表示二进制码的“1”和“0”。再将这一系列的反映数字信号规律的电脉冲加到调制器上，控制激光的输出。光载波的极大值代表“1”，零值代表“0”。这种调制方式具有很强的抗干扰能力，在数字激光通信中广泛应用。

尽管光束调制方式不同，但其调制工作原理都是基于电光、声光和磁光等物理效应。下面分别讨论电光调制、声光调制、磁光调制和直接调制的原理和方法。

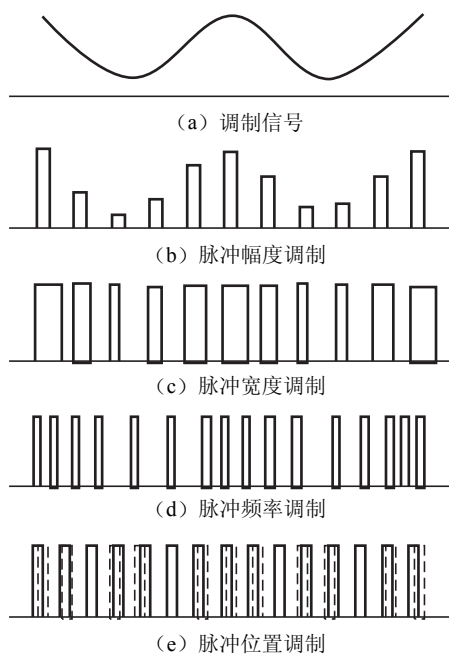


图 3.4 脉冲调制形式

3.2 电光调制

电光调制就是根据光波在电光晶体中的传播特性来实现光束的调制。可实现强度调制和相位调制。

3.2.1 晶体光学基础

1. 光的基本性质

光具有“波粒”二象性。光波是横波，即其传播方向与振动方向互相垂直。在电磁波谱中，波长在 390 ~ 770nm 的称为可见光，由波长不同的七色光组成。自然光在垂直光波传播方向的断面内，光波作任意方向的振动，且振幅相等。偏振光在垂直光波传播方向的断面内，光波只在某一固定方向上振动。自然光转化为偏振光的过程称为偏振化。

光从折射率为 n_1 的介质入射到折射率为 n_2 的介质时，满足折射定律，即

$$n_1 \sin i \text{ (入射角)} = n_2 \sin \alpha \text{ (折射角)} \quad (3-16)$$

在同一介质中传播时满足反射定律，即

$$i \text{ (入射角)} = \alpha \text{ (反射角)} \quad (3-17)$$

当光波从光密介质入射到光疏介质时，入射角 i 总是小于折射角 α ，当 $\alpha = 90^\circ$ 时，此时入射角称为全反射临界角。此时折射光波不再进入折射介质而全部返回到入射介质，这种能量的突变称为全反射。

2. 光在晶体中的传播

根据光在物质中的传播特点，可以把自然界的物质分为光性均质体和光性非均质体。光性均质体是指各方向光学性质相同，即各向同性。光性非均质体则为各向异性，光波射入非均质体，除特殊方向外，将分解成振动方向互相垂直、传播速度不同、折射率不等的两种偏振光，这种现象称为双折射。光波沿非均质体的特殊方向入射时，不发生双折射，这种特殊的方向称为光轴。中级晶族具有一个这样的特殊方向，称为单轴晶体；低级晶族具有两个这样的特殊方向，称为双轴晶体。

3. 光率体

光率体是表示光波在晶体中传播时，折射率值随光波振动方向变化的一种立体几何图形或一种光性指示体。其做法是设想自晶体中心起，沿光波振动方向按比例截取相应的折射率值，再把各个线段的端点连接起来便构成了光率体。均质体光率体是一个球体，球体的半径代表该晶体的折射率。一轴晶光率体是一个以 C 轴为旋转轴的旋转椭球体。二轴晶光率体是一个三轴不等的椭球体。

4. 光性方位

光性方位指光率体在晶体中的位置，即光率体主轴 (N_o 、 N_e 轴或 N_g 、 N_m 、 N_p 轴) 与结晶轴 (A 、 B 、 C 轴) 之间的关系。高级晶族：可不考虑其光性方位问题。中级晶族 (一轴晶)：结晶轴 C 轴与光轴 N_e 轴一致。低级晶族 (二轴晶)：分以下三种情况。(1) 斜方晶



系：三个主轴分别平行结晶轴；(2) 单斜晶系：晶体的 B 轴与三个主轴之一平行；(3) 三斜晶系：三个主轴与三个结晶轴均斜交。

3.2.2 光在电光晶体中的传播

理论和实验证明：晶体介质的介电系数与晶体的电荷分布有关，施加的电场将会引起束缚电荷的重新分布，并可导致离子晶格的微小形变，结果是引起介电系数的变化，导致晶体折射率的变化，用幂级数表示为

$$\Delta n = n - n_0 = c_1 E + c_2 E^2 + \cdots \quad (3-18)$$

式中， c_1 和 c_2 为常量， n_0 为未加电场时的折射率。第一项为线性电光效应或泡克尔 (Pockels) 效应，第二项为二次电光效应或克尔 (Kerr) 效应。对于大多数电光晶体材料，一次效应比二次效应显著，故在此只讨论线性电光效应。

1. 电致折射率变化

对电光效应的分析和描述有两种方法：一是数学推导繁杂的电磁理论；二是直观的几何图形，即折射率椭球体的方法，通常采用此法。

未加外电场时，主轴坐标系中，折射率椭球方程为

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (3-19)$$

式中， x 、 y 、 z 为介质的主轴方向，即晶体内沿着这些方向上的电位移 D 和电场强度 E 互相平行， n_x 、 n_y 、 n_z 为折射率椭球的主折射率。

当晶体施加电场后，其折射率椭球发生“形变”，方程为

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 \quad (3-20)$$

由此可知，可定义

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 \gamma_{ij} E_j \quad (3-21)$$

式中， γ_{ij} 为线性电光系数， i 取值 1, \cdots , 6； j 取值 1, 2, 3。

以常用的 KDP (KH_2PO_4) 晶体为例，KDP 类晶体属于四方晶体系，是负单轴晶体，有 $n_x = n_y = n_o$ ， $n_z = n_e$ ， $n_o > n_e$ ，这类晶体只有 γ_{41} 、 γ_{52} 、 $\gamma_{63} \neq 0$ ，且 $\gamma_{41} = \gamma_{52}$ 。外加电场 E 后的折射率椭球方程为

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2\gamma_{41} yz E_x + 2\gamma_{41} xz E_y + 2\gamma_{63} xy E_z = 1 \quad (3-22)$$

式 (3-22) 出现“交叉”项，说明加电场后，主轴不再与 x 、 y 、 z 轴平行，须采用新的坐标系，使上式主轴化。为简单起见，令外加电场方向平行于 z 轴，即 $E_x = E_y = 0$ ， $E_z = E$ ，于是

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2\gamma_{63} xy E_z = 1 \quad (3-23)$$

为使方程不含交叉项，可将 x 、 y 坐标绕 z 轴旋转 α 角，变换关系为

$$\begin{aligned} x &= x' \cos \alpha - y' \sin \alpha \\ y &= x' \sin \alpha + y' \cos \alpha \end{aligned} \quad (3-24)$$

带入式 (3-23)，得到

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + \gamma_{63} E_z \sin 2\alpha\right) x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} - \gamma_{63} E_z \sin 2\alpha\right) y'^2 + \frac{1}{n_e^2} z'^2 + 2\gamma_{63} E_z \cos 2\alpha x' y' = 1 \quad (3-25)$$

令交叉项为零, 即 $\cos 2\alpha = 0$, 得 $\alpha = 45^\circ$, 则上式变为

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + \gamma_{63} E_z\right) x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} - \gamma_{63} E_z\right) y'^2 + \frac{1}{n_e^2} z'^2 = 1 \quad (3-26)$$

这就是 KDP 类晶体沿 z 轴加电场后的折射率椭球方程。新主轴的半长度分别为 $\frac{1}{n_{x'}} = \frac{1}{n_0} +$

$\gamma_{63} E_z$, $\frac{1}{n_{y'}} = \frac{1}{n_0} - \gamma_{63} E_z$, $\frac{1}{n_{z'}} = \frac{1}{n_e}$, 由于 γ_{63} 很小, 且 $\gamma_{63} E_z \ll \frac{1}{n_0^2}$, 利用微分 $d\left(\frac{1}{n^2}\right) = -\frac{2}{n^3} dn$, 得到

$$\left. \begin{aligned} n_{x'} &= n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z \\ n_{y'} &= n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z \\ n_{z'} &= n_e \end{aligned} \right\} \quad (3-27)$$

可见, 沿 z 轴加电场后, KDP 晶体由单轴晶体变成双轴晶体, 折射率椭球的主轴绕 z 轴旋转了 45° , 此转角与外加电场的大小无关, 折射率变化与电场成正比, 这是利用电光效应实现光调制、调 Q、锁模等技术的物理基础。

2. 电光相位延迟

1) 纵向应用

仍以 KDP 晶体为例, 沿 z 轴加电场, 折射率椭球如图 3.5 所示。令 $z=0$, 得到椭球方程

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + \gamma_{63} E_z\right) x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} - \gamma_{63} E_z\right) y'^2 = 1 \quad (3-28)$$

当一束线偏振光沿 z 轴方向入射, 且 E 矢量沿着 x 方向, 进入晶体 ($z=0$) 后即分解为沿 x' 、 y' 的两个垂直偏振分量。由于折射率不同, 则沿 x' 方向振动的光速度快, 而沿 y' 方向的光速度慢, 经过长度 L 后, 相位延迟分别为

$$\varphi_{x'} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{x'} L = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z\right), \quad \varphi_{y'} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{y'} L = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z\right)$$

因此当两个光波穿过晶体后产生相位差

$$\Delta\varphi = \varphi_{y'} - \varphi_{x'} = \frac{2\pi}{\lambda} L n_0^3 \gamma_{63} E_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \gamma_{63} V \quad (3-29)$$

式中, $V = E_z L$ 是沿着 z 轴加的电压。从以上分析可见, 这个相位延迟完全是由电光效应造成的双折射引起的, 所以称为电光相位延迟。当两个垂直分量的光程差为半个波长时, 所加的电压称为半波电压 V_π 或 $V_{\lambda/2}$, 其值越小越好, 特别是在宽频带、高频率情况下, 半波电压越小, 需要的调制功率就越小。

根据上述分析, 偏振分量间相速度的差异引起相位差, 这个相位差将改变出射光束的偏振态。而“波片”可作为光波偏振态的变换器, 对入射光束偏振态的改变是由波片的厚度决定的。一般情况下, 出射的合成振动是一椭圆偏振光, 数学式为

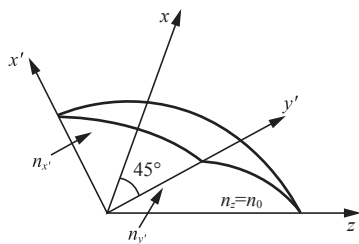


图 3.5 折射率椭球的截面



$$\frac{E_{x'}^2}{A_1^2} + \frac{E_{y'}^2}{A_2^2} - \frac{2E_{x'}E_{y'}}{A_1A_2} \cos \Delta\varphi = \sin^2 \Delta\varphi \quad (3-30)$$

(1) 加电场时, $\Delta\varphi = 2n\pi$ ($n=0, 1, 2, \dots$), 则方程简化为

$$E_{y'} = (A_2/A_1) E_{x'} \quad (3-31)$$

说明通过晶体后的合成光仍是线偏振光, 与入射光的偏振方向一致, 这种情况晶体相当于一个“全波片”。

(2) 加上电场 $V = V_{\pi/2}$, $\Delta\varphi = (n+1/2)\pi$, 方程简化为

$$\frac{E_{x'}^2}{A_1^2} + \frac{E_{y'}^2}{A_2^2} = 1 \quad (3-32)$$

说明通过晶体的合成光为椭圆偏振光。当 $A_1 = A_2$ 时, 合成光就变成一圆偏振光, 晶体相当于一个“1/4 波片”。

(3) 外加电场 $V = V_{\pi}$, $\Delta\varphi = (n+1)\pi$, 方程简化为

$$E_{y'} = -(A_2/A_1) E_{x'} = E_{x'} \tan(-\theta) \quad (3-33)$$

说明合成光又变成线偏振光, 但偏振方向相对于入射光旋转了 2θ , 晶体相当于“半波片”。

综上所述, 设一束线偏振光垂直于 $x'y'$ 面入射, 且沿 x' 方向振动, 它刚进入晶体 $x=0$, 即可分解为相互垂直的 x' 、 y' 两个偏振分量, 传播距离 L 后

$$E_{x'} = A \exp \left\{ i \left[\omega t - \left(\frac{\omega}{c} \right) \left(n - \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z \right) L \right] \right\} \quad (3-34)$$

$$E_{y'} = A \exp \left\{ i \left[\omega t - \left(\frac{\omega}{c} \right) \left(n + \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z \right) L \right] \right\} \quad (3-35)$$

则出射面的相位差为

$$\Delta\varphi = \frac{\omega n_0^3 \gamma_{63} E_z L}{c} = \frac{\omega n_0^3 \gamma_{63} V}{c} \quad (3-36)$$

图 3.6 示出了某瞬间 $E_{x'}(z)$ 和 $E_{y'}(z)$, 也示出了沿传播路径上不同点光场矢量的顶端扫描的轨迹。

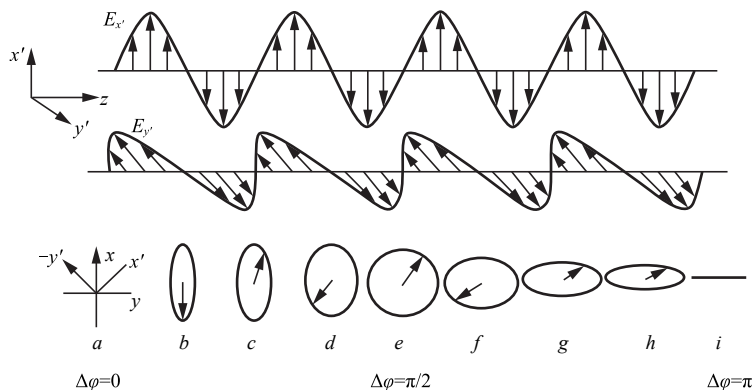


图 3.6 纵向运用 KDP 晶体中光波偏振态的变化

在 $z=0$ 处, 相位差 $\Delta\varphi=0$, 光场矢量是沿 x 方向的线偏振光; 在 e 点处, $\Delta\varphi=\pi/2$, 则合成光矢量变为一顺时针旋转的圆偏振光; 在 i 点处 $\Delta\varphi=\pi$, 则合成光矢量变为沿着 y 方向的线偏振光, 相对于入射偏振光旋转了 90° 。如果在晶体的输出端放置一个与入射光偏振方向相垂直的偏振器, 当晶体上所加的电压在 0 到半波电压值间变化时, 从检偏器输出的光只是

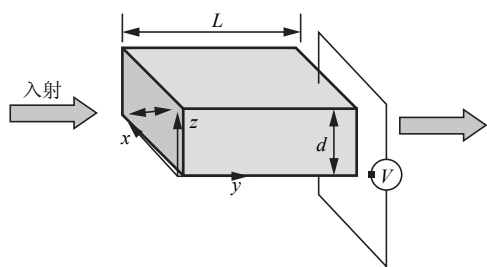


图 3.7 z 向电场作用下 KDP 晶体的横向运用

椭圆偏振光的 y 向分量，因而可以把偏振态的变化（偏振调制）变换成光强度的变化（强度调制），可用于电光调制和光束扫描技术中。

2) 横向应用

仍以 KDP 晶体为例，如图 3.7 所示。

设光波垂直于 $x'-z$ 平面入射， \mathbf{E} 矢量与 z 轴成 45° 角，进入晶体 ($y'=0$) 后即分解为沿 x' 和 z 方向的两个垂直偏振分量。相应的折射

率分别为 $n_{x'} = n_0 - \frac{1}{2}n_0^3\gamma_{63}E_z$ 和 $n_z = n_e$ 。传播距离 L 后

$$E_{x'} = A \exp \left\{ i \left[\omega t - \left(\frac{\omega}{c} \right) \left(n_0 - \frac{1}{2}n_0^3\gamma_{63}E_z \right) L \right] \right\} \quad (3-37)$$

$$E_z = A \exp \left\{ i \left[\omega t - \left(\frac{\omega}{c} \right) n_e L \right] \right\} \quad (3-38)$$

两偏振分量的相位延迟分别为

$$\varphi_{x'} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{x'} L = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(n_0 - \frac{1}{2}n_0^3\gamma_{63}E_z \right)$$

$$\varphi_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_z L = \frac{2\pi L}{\lambda} n_e$$

因此，穿过晶体后产生的相位差为

$$\Delta\varphi = \varphi_{x'} - \varphi_z = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_0) L + \frac{\pi}{\lambda} L n_0^3 \gamma_{63} E_z = \Delta\varphi_0 + \frac{\pi}{\lambda} L n_0^3 \gamma_{63} \left(\frac{L}{d} \right) V \quad (3-39)$$

式中， L 为光波传播方向晶体的长度， d 为外加电压方向（ z 向）的晶体宽度。由上式可见，第一项与外加电场无关，是由晶体本身自然双折射引起的；第二项即为电光效应相位延迟。

KDP 晶体的横向运用也可采用沿 x 或 y 方向加电场，光束在与之垂直的方向传播。横向应用的特点可归结为：

(1) 横向应用存在自然双折射产生的固有相位延迟，在无外加电场时，入射光的两个偏振分量通过晶体后其偏振面已转过了一个角度，这对光调制器等应用不利。

(2) 横向应用时，总的相位延迟不仅与所加电压成正比，而且与晶体的长度比 (L/d) 有关；纵向应用时，相位差只和 $V = E_z L$ 有关。因此增加 L 或减小 d 就可以大大降低半波电压，这就是横向应用的优点。

3.2.3 电光调制

1. 电光强度调制

如前所述，外加电场使得晶体的折射率发生变化，这便是电光调制的物理基础。加电场通常有两种方式：一是电场沿晶体主轴 z 轴（光轴方向），电场与光束传播方向平行，即产生纵向电光效应；二是电场沿晶体的任一主轴 x 、 y 或 z 轴，而光束的传播方向与电场方向垂直，即产生横向电光效应。这两种效应均可实现电光强度调制。

1) 纵向电光调制

纵向电光调制器的结构如图 3.8 所示。电光晶体（KDP）置于两正交的偏振器之间，起



偏器 P_2 的偏振方向平行于电光晶体的 x 轴，检偏器 P_2 的偏振方向平行于电光晶体的 y 轴，并在晶体和 P_2 间插入 $\lambda/4$ 波片。当沿晶体 z 轴加电场后，晶体的感应主轴 x' 和 y' 分别旋转到原主轴 45° 的夹角方向，因此沿 z 轴入射的光束经起偏器变为平行于 x 方向的线偏振光，进入晶体后分解为 x' 和 y' 方向的两个分量，分别为

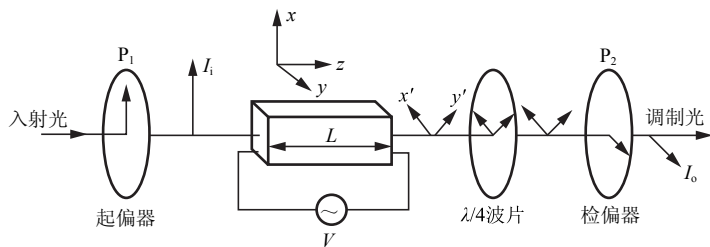


图 3.8 纵向电光调制器的结构

$$\begin{aligned} E_{x'}(0) &= A \cos \omega_c t \\ E_{y'}(0) &= A \cos \omega_c t \end{aligned} \quad (3-40)$$

则入射光强度为

$$I_i \propto E \cdot E^* = |E_{x'}(0)|^2 + |E_{y'}(0)|^2 = 2A^2 \quad (3-41)$$

通过长度为 L 的晶体后，电光效应引起相位差 $\Delta\varphi$ ，则有 $E_{x'}(L) = A$ ， $E_{y'}(L) = Ae^{-i\varphi}$ 。那么，通过检偏器后的总电场强度是 y' 和在 y 方向的投影之和，即 y' ，与之对应的输出光强为

$$I_o \propto [(E_y)_0 \cdot (E_y^*)_0] = \frac{A^2}{2} (e^{-i\varphi} - 1)(e^{i\varphi} - 1) = 2A^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (3-42)$$

可得到调制器的透过率

$$T = \frac{I_o}{I_i} = \sin^2\left(\frac{\pi V}{2V_\pi}\right) \quad (3-43)$$

根据上述关系画出光强调制特性曲线，如图 3.9 所示。可见，一般情况下，调制器的输出特性与外加电压的关系是非线性的，此时调制光强将发生畸变。为获得线性调制，可引入一个固定的相位延迟。常用的方法：一是在调制晶体上除了施加信号电压外，再附加一个半波电压的固定偏压，但此法使得电路复杂；二是如图 3.9 所示，在调制器的光路上插入 $\lambda/4$ 波片，其快慢轴与晶体的主轴 x 成 45° 角，使得 $E_{x'}$ 和 $E_{y'}$ 两个分量间产生 $\pi/2$ 的固定相位差。于是总相位差为

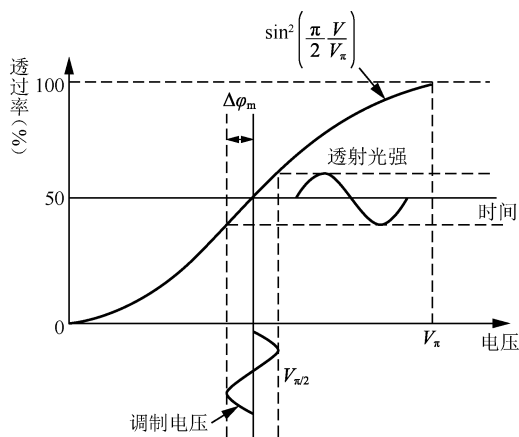


图 3.9 电光调制特性曲线

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2} + \pi \frac{V_m}{V_\pi} \sin \omega_m t = \frac{\pi}{2} + \Delta\varphi_m \sin \omega_m t \quad (3-44)$$

式中， $\Delta\varphi_m = \pi V_m / V_\pi$ 是相应于外加调制信号电压 x 的相位差。因此透过率为

$$T = \frac{I_o}{I_i} = \sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Delta\varphi_m}{2} \sin \omega_m t\right) = \frac{1}{2} [1 + \sin(\Delta\varphi_m \sin \omega_m t)] \quad (3-45)$$

利用贝塞尔函数展开得

$$T = \frac{1}{2} + \sum_0^{\infty} \{ J_{2n+1}(\Delta\varphi_m) \sin[(2n+1)\omega_m t] \} \quad (3-46)$$

可见, 输出的调制光中含有高次谐波, 使调制发生畸变。为获得线性调制, 必须将高次谐波控制在允许范围内。设基频和高次谐波的幅值分别为 I_1 和 I_{2n+1} , 则

$$\frac{I_{2n+1}}{I_1} = \frac{J_{2n+1}(\Delta\varphi_m)}{J_1(\Delta\varphi_m)} \quad (n=0, 1, 2, \dots) \quad (3-47)$$

若取 $\Delta\varphi_m = 1 \text{ rad}$, 则 $J_1(1) = 0.44$, $J_3(1) = 0.03$, $I_3/I_1 = 0.045$, 即三次谐波为基波的 5%, 在此范围内可近似获得线性调制, 因而取

$$\Delta\varphi_m = \pi V_m / V_\pi \leq 1 \text{ rad} \quad (3-48)$$

为线性调制的判据。此时 $J_1(\Delta\varphi_m) \approx \frac{1}{2}\Delta\varphi_m$, 得

$$T = \frac{I_o}{I_i} \approx \frac{1}{2} [1 + \Delta\varphi_m \sin\omega_m t] \quad (3-49)$$

故为获得线性调制, 要求小信号调制, 那么输出光强调制波就是调制信号 $V = V_m \sin\omega_m t$ 线性浮现。若是大信号调制, 则就要发生畸变。

纵向电光调制器具有结构简单, 工作稳定, 不存在自然双折射的影响等优点。缺点是半波电压太高, 特别是在调制频率较高时, 功率损耗比较大。

2) 横向电光调制

横向电光效应的运用分为三种形式:

(1) 沿 z 轴方向加电场。通光方向垂直于 z 轴, 并与 x 轴或 y 轴成 45° 角 (晶体为 $45^\circ-z$ 切割)。

(2) 沿 x 轴方向加电场 (电场方向垂直于光轴)。通光方向垂直于 x 轴, 并与 z 轴成 45° 角 (晶体为 $45^\circ-x$ 切割)。

(3) 沿 y 轴方向加电场 (电场方向垂直于光轴)。通光方向垂直于 y 轴, 并与 z 轴成 45° 角 (晶体为 $45^\circ-y$ 切割)。

在此, 以 KDP 晶体的第一类运用方式为例进行分析。

横向电光调制如图 3.10 所示。因为外加电场沿 z 方向, 因此和纵向应用一样, $E_x = E_y = 0$, $E_z = E$, 晶体的主轴旋转 45° 至 x' , y' 。但此时通光方向与 z 轴相垂直, 并沿 y' 方向入射。进入晶体后, 分解为 x' 和 z 方向振动的分量。若通光方向的晶体长度为 L , 厚度为 d , 外加电压为 $V = Ed$, 则出射光波的相位差为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{x'} - n_z) L = \frac{2\pi}{\lambda} \left[(n_o - n_e) L - \frac{1}{2} n_o^3 \gamma_{63} \left(\frac{L}{d} \right) V \right] \quad (3-50)$$

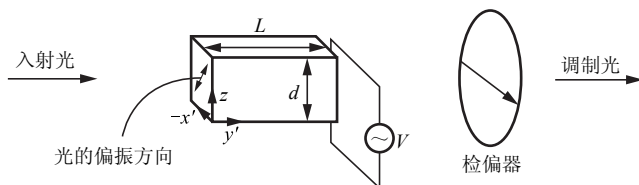


图 3.10 横向电光调制示意图

KDP 晶体横向电光调制的主要缺点是存在自然双折射引起的相位延迟, 这意味着在无外加电场时, 通过晶体的线偏振光的两偏振分量间存在相位差, 当晶体的温度变化引起折射率



变化时,两光波的相位差发生漂移。在实际应用中,除了尽量采用一些措施(如散热、恒温等)以减小晶体的温度漂移之外,主要采用一种“组合调制器”的结构予以补偿。常用的方法:一种方法是两块尺寸、性能完全相同的晶体的光轴互成 90° 串联,即一块晶体的 y' 轴和 z 轴分别与另一块晶体的平行;另一种方法是将两块晶体的 z 轴和 y' 轴反向平行,之间放置半波片。补偿原理都是相同的。外电场沿 z (光轴)反向,但在两块晶体中电场相对于光轴反向,当线偏振光沿 y' 方向入射第一块晶体时,电矢量分解为沿 z 方向的 e_1 光和沿 x' 方向的 o_1 光,经过第一块晶体后,相位差为

$$\Delta\varphi_1 = \varphi_{x'} - \varphi_z = \frac{2\pi}{\lambda} \left(n_0 - n_e + \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z \right) L \quad (3-51)$$

经半波片后,两束光的偏振方向各旋转 90° 。经过第二块晶体后,原来的 e_1 光变成了 o_2 光, o_1 光变成了 e_2 光,在它们经过第二块晶体后,相位差为

$$\Delta\varphi_2 = \varphi_z - \varphi_{x'} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(n_e - n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z \right) L \quad (3-52)$$

于是通过两块晶体后的总相位差为

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \gamma_{63} V \frac{L}{d} \quad (3-53)$$

因此,若两块晶体的尺寸、性能及受外界影响完全相同,则自然双折射的影响即可得到补偿。根据上式,当 $\Delta\varphi = \pi$ 时,半波电压为 $V_\pi = \left(\frac{\lambda}{2n_0^3 \gamma_{63}} \right) \frac{L}{d}$,其中括号内就是纵向电光效应的半波电压,所以 $(V_\pi)_{\text{横}} = (V_\pi)_{\text{纵}} \frac{L}{d}$ 。可见,横向半波电压是纵向半波电压的 d/L 倍。减小 d ,增加长度 L 可以降低半波电压。但这种方法必须用两块晶体,结构复杂,而且其尺寸加工要求极高,对KDP晶体而言,一般均不采用横向调制。实际应用中,由于GaAs晶体和LiNbO₃晶体(x 方向加电场, z 方向通光)均无自然双折射的影响,故多采用横向电光调制。

2. 电光相位调制

电光相位调制的原理如图3.11所示,由起偏器和电光晶体组成。起偏器的偏振方向平行于晶体的感应主轴 x' (或 y'),此时入射到晶体的线偏振光不再分解成沿 x' 、 y' 的两个分量,而是沿着 x' (或 y')轴的一个方向偏振,故外电场不改变出射光的偏振状态,仅改变相位。

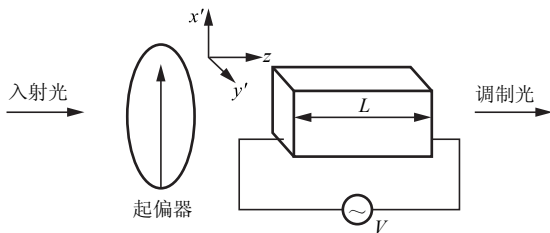


图 3.11 电光相位调制原理图

$$\Delta\varphi_{x'} = -\frac{\omega_c}{c} \Delta n_{x'} L \quad (3-54)$$

因为光波只沿 x' 方向偏振,相应的折射率为 $n_{x'} = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z$ 。若外加电场是 $E_z = E_m \sin \omega_m t$,在晶体入射面($z=0$)处的光场 $E_i = A_c \cos \omega_c t$,则输出光场($z=L$)变为

$$E_o = A_c \cos \left[\omega_c t - \frac{\omega_c}{c} \left(n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_m \sin \omega_m t \right) L \right] \quad (3-55)$$

略去相角常数项(它对调制效果没有影响),则上式可写成

$$E_o = A_c \cos (\omega_c t + m_\varphi \sin \omega_m t) \quad (3-56)$$

式中, $m_\varphi = \frac{\omega_c n_0^3 \gamma_{63} E_m L}{2c} = \frac{\pi n_0^3 \gamma_{63} E_m L}{\lambda}$ 称为相位调制系数。

3.2.4 电光波导调制

前面讨论的调制器都是具有较大体积尺寸的分立器件, 一般称为“体调制器”, 其缺点在于要给整个晶体施加外加电场, 要改变晶体的光学性能, 需要加相当高的电压。光波导器件则可把光波限制在微米量级的波导区中, 实现光参数调制。

电光波导调制器的原理如下。

光波导调制器主要采用平面波导, 如图 3.12 所示。电光波导调制器的物理基础是晶体介质的线性电光效应。当波导加上电场时, 产生介电张量 (折射率) 的微小变化, 引起波导中本征模传播特性的变化或不同模式之间功率的耦合转换。在波导坐标轴, 电场引起介电张量变化的各个元素与不同模之间的耦合——对应, 如果只含有对角线介电张量元素, 则会引起 TE 模之间或 TM 模之间的自耦合, 只改变各自的相位, 从而产生相位延迟。若介电张量含有非对角线张量元素, 则引起 TE 模和 TM 模之间的耦合, 导致模式之间功率的转换, 即一个输入模 TE (或 TM) 的功率转换到 TM (或 TE) 上, 实现相位延迟。

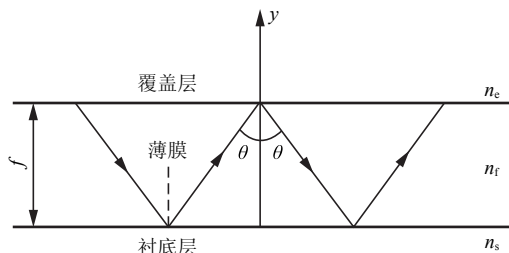


图 3.12 平面波导的横截面

3.2.5 设计电光调制器应该考虑的问题

一个高质量的电光调制器主要应考虑以下几个方面:

- (1) 为高效率无畸变地传输信息, 调制器应该要有足够宽的调制带宽。
- (2) 调制器消耗的功率小。
- (3) 调制特性曲线的线性范围大。
- (4) 工作稳定性好。

现以 KDP 类电光调制器为例, 介绍设计电光调制器应考虑的问题。

1. 电光晶体材料的选择

在选择晶体材料时, 应着重考虑以下几个因素: 首先是光学性能好, 对调制光波透明度高, 吸收和散射损耗小, 并且晶体的折射率均匀, 其折射率变化应满足 $\Delta n \leq 10^{-4} \text{ cm}$; 其次是电光系数要大, 因为调制器的半波电压及所耗功率分别与电光系数的倒数和其平方成正比。此外, 调制晶体还要有较好的物理化学性能 (主要指硬度、光破坏阈值、温度影响和潮解等)。

2. 降低调制器功率损耗的方法

由于 KDF 类电光晶体的半波电压较高, 为了降低其功率损耗, 可采用 n 级晶体串联的方式 (光路上串联, 电路上并联)。但串联晶体块数不宜过多, 以免造成透过率太低或电容太大。



3. 调制电压的选择

从图 3.9 所示的调制曲线可以看出, 当调制电压幅值太大, 仍会到达非线性部分, 会使调制光发生畸变。为使畸变尽可能小, 必须把高次谐波的幅值控制在允许范围内。

4. 电光晶体尺寸的选择

电光晶体的尺寸是指其长度和横截面的大小。在 KDF 类晶体纵向运用中, 虽然半波电压与晶体长度无关, 但增加其长度却能减小调制器的电容 (因为 $C_0 = \epsilon A/L$) 使频带展宽。可是长度越长对加工和装调精度要求越高, 否则, 晶体的光轴不可能完全平行于光波传播方向, 会受到晶体自然双折射的影响, 因而增加调制器的相位延迟的不稳定性, 故 L 不能太长。横截面的大小主要根据通光孔径的要求而定。

3.3 声光调制

3.3.1 光波在声光晶体中的传播

声波是弹性波, 在介质中传播时, 会使介质的弹性形变或者介质的密度发生周期性的疏密变化, 从而引起介质中光折射率的相应变化, 影响光在介质中的传播特性。这种效应使得声光介质形成一相位光栅, 光栅常数为声波波长 λ_s 。出射光发生多级衍射, 使得光束在传播方向、频率和强度分布等方面都发生规律性变化, 这种现象称为声光效应。

声波在介质中传播分为行波和驻波。如图 3.13 所示, 由于光速远大于声速, 所以运动的声光栅可视为是静止的。

设声波的角频率为 ω_s , 波矢为 $\kappa_s \left(= \frac{2\pi}{\lambda_s} \right)$, 则 x 方向的声波方程为

$$a(x, t) = A \sin(\omega_s t - \kappa_s x) \quad (3-57)$$

式中, a 为质点位移, A 为振幅。近似地, 折射率的变化率 Δn 正比于位移 a 的变化率, 即

$$\Delta n(x, t) = \Delta n \cos(\omega_s t - \kappa_s x) \quad (3-58)$$

式中, $\Delta n = -\kappa_s A$ 。则行波的介质折射率为

$$n(x, t) = n_0 + \Delta n \cos(\omega_s t - \kappa_s x) = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 P S \cos(\omega_s t - \kappa_s x) \quad (3-59)$$

式中, S 为声波引起介质的应变, P 为材料的弹光系数。

根据声波频率的高低以及声波和光波作用长度的不同, 声光相互作用分为拉曼-纳斯衍射 (Raman-Nath) 和布拉格衍射。

1. 拉曼-纳斯衍射

当超声波频率较低, 光波平行于声波面入射 (垂直于声场传播方向), 声光相互作用长

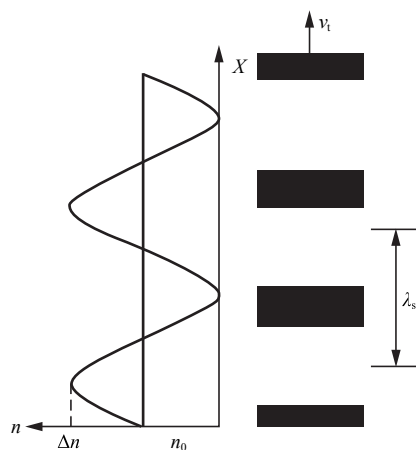


图 3.13 行波在介质中的传播

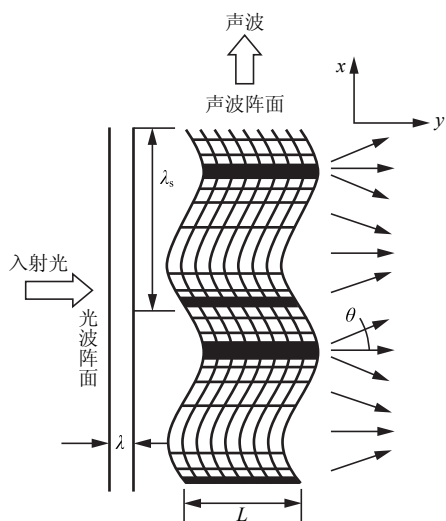


图 3.14 拉曼-纳斯衍射

度 L 较短时，光通过介质的时间内，折射率变化忽略不计，则声光介质可近似看作相对静止的“平面相位栅”，产生拉曼-纳斯衍射。由于声波波长 λ_s 比光波长 λ 大得多，故光波通过介质时，只受到相位调制，即折射率大的光密部分的波阵面将推迟，而折射率小的光疏部分则超前，于是出现了图 3.14 所示的凹凸现象，变成一折皱曲面。出射波阵面上各子波源的发出的次波发生相干作用，形成与入射方向对称分布的多级衍射，这就是拉曼-纳斯衍射。

2. 布拉格衍射

当声波频率较高，声光作用长度较长，光束以一定的角度入射时，波在介质中要穿过多个声波面，故介质具有“体光栅”的性质。满足一定条件时，介质

内各级衍射光会相互干涉，各高级次衍射光将相互抵消，只出现 0 级和 +1 级（或 -1 级）衍射光，产生布拉格衍射。如图 3.15 所示，选择合理的参数，可使入射光能量几乎转移到 +1 级（或 -1 级）衍射极值上，所以利用布拉格衍射效应制成的声光器件可获得较高的效率。

把声波通过的介质近似看作许多相距为 λ_s 的部分反射、部分透射的镜面，超声场可近似看成静止的，因而对衍射光强的分布没有影响，若是行波，这些镜面将以速度 v_s 沿 x 方向移动；对驻波超声场则完全不动。声光调制广泛应用于声光调制、声光扫描和声光调 Q 等。

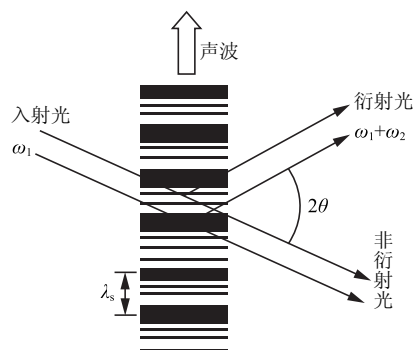


图 3.15 布拉格声光衍射

3.3.2 声光调制的工作原理

声光调制是基于声光效应。调制信号以电信号（调幅）形式作用于电声换能器上，转化为以电信号形式变化的超声场，光波通过声光介质时，声光作用使得光载波受调制而成为“携带”信息的调制波。声光调制器由声光介质、电声换能器、吸声（或反射）装置和驱动电源等组成，如图 3.16 所示。

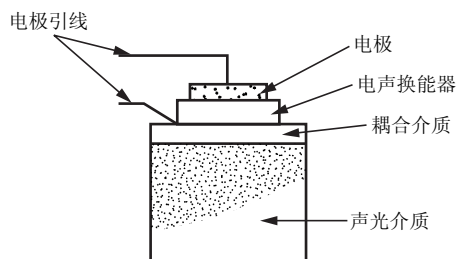


图 3.16 声光调制器结构

声光介质是声光相互作用的区域。电声换能器（又称超声发生器）利用某些压电晶体或压电半导体的反压电效应，在外加电场作用下产生机械振动而形成超声波，起着调制电功率转换成声功率的作用。吸声装置放置在超声源的对面，用以吸收已通过介质的声波（工作于行状态），以免返回介质产生干扰，但

要使超声场为驻波状态，则需要将吸声装置换成反射装置。驱动电源用以产生调制的电信号施加于电声换能器的两端电极上，驱动声光调制器（换能器）工作。

当声波场受到信号的调制时声波振幅随之变化，则衍射光强也将随之相应变化。布拉格声光



调制特性曲线与电光强度调制相似,如图 3.17 所示。由图中可以看出:衍射效率 η_s 与 P_s 是非线性调制曲线,为不发生畸变,则需要加超声偏置,使其工作在线性较好的区域。

对于拉曼-纳斯型衍射,图 3.18 (a) 示出了这种调制器的工作原理。若取某一级衍射光作为输出,利用光阑将其他各级的衍射光遮挡,则从光阑孔出射的光束就是随超声场所产生的附加相位延迟 ν 变化的调制光。由于拉曼-纳斯型衍射效率低,光能利用率也低,当工作频率较高时,最大允许长度太小,要求声功率很高,因此,拉曼-纳斯型声光调制器只限于低频工作,只具有有限的带宽。

对于布拉格声光调制器,工作原理如图 3.18 (b) 所示。在声功率 P_s (或声强 I_s) 较小的情况下,衍射效率 η_s 随声强 I_s 呈线性关系:

$$\eta_s \approx \frac{\pi^2 L^2}{2\lambda^2 \cos^2 \theta_B} M_2 I_s \quad (3-60)$$

式中, M_2 为声光介质参数组合, $\cos \theta_B$ 因子是考虑了布拉格角对声光作用的影响。由此可见,调制声强能调制衍射光强。布拉格衍射必须以布拉格角 θ_B 入射,同时在相对于声波阵面对称方向接收衍射光束时,才能得到满意结果。效率高,调制带宽较宽,故多采用布拉格衍射。

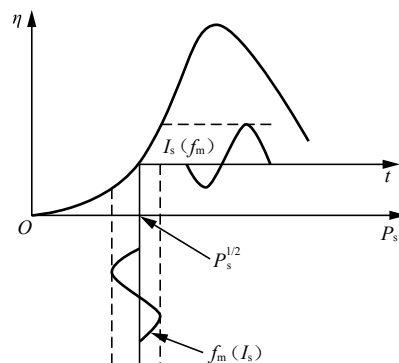


图 3.17 声光调制特性曲线

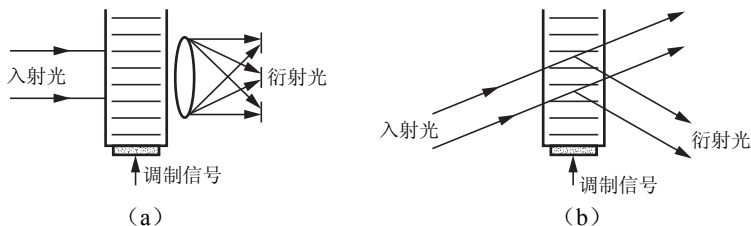


图 3.18 声光调制器工作原理

3.3.3 声光波导调制器

声光布拉格型波导调制器结构如图 3.19 所示,由平面波和交叉电极换能器组成。为了能

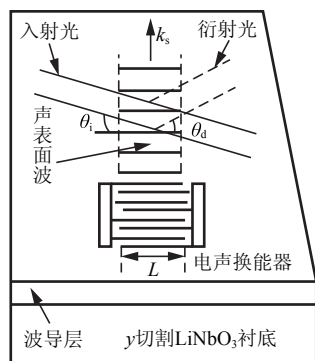


图 3.19 声光布拉格波导调制器结构

激起表面弹性波,波导材料一般采用压电材料(如 ZnO 等),衬底可用压电材料,也可非压电材料。图中的衬底是 y 切割的 LiNbO_3 压电晶体材料,波导为 Ti 扩散的波导。用光刻法在表面做成交叉电极的电声换能器,整个波导器可绕 y 轴旋转,使波导光与电极板条间的夹角看调节到布拉格角。当入射光经棱镜(高折射率的金红石棱镜)耦合通过波导时,换能器产生的超声波会引起波导及衬底折射率周期性变化,因而相对于声波波前以 θ_B 入射的波导光波穿过输出棱镜时,得到与入射光束成 $2\theta_B$ 角的 1 级衍射光。光强为

$$I_1 = I_i \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right) = I_i \sin BV \quad (3-61)$$

式中, $\Delta\varphi$ 是在电场作用下,导波光通过长度 L 的相位延迟, B 是取决于波导有效折射率等的

比例系数。上式表明, 衍射光强 I_1 随电压 V 的变化而变化, 实现对波导光的调制。

3.3.4 设计声光调制器应考虑的问题

根据声光调制器的工作原理, 必须考虑如何能有效地把驱动电源所提供的电功率转换成声光介质中的超声波功率, 如何提高衍射效率, 无失真调制的频率范围, 也就是怎样的设计才能在较大的频率范围内提供方向合适的超声波, 使入射光方向和超声波波面间的夹角 θ_i 在此频率范围内均能满足布拉格条件, 亦即怎样设计才能提高其布拉格带宽。

1. 声光介质材料的选择

(1) 应使调制器的调制效率高, 而需要的声功率尽量小。

调制器的调制效率 $\eta_s = \frac{I_1}{I_i} = \sin^2\left(\frac{v}{2}\right)$, 其中 $v \propto M_2$, 即 M_2 越大, v 越大, 因而调制效率越高。综合考虑下, 应选择 M_2 值大的材料。

(2) 应使调制器有较大的调制带宽。

将 1 级衍射光强下降到相对于在中心频率时的衍射光强的一半所对应的频率变化 Δf 定义为布拉格带宽。根据推证, 近似有声频带宽 $\Delta f_s = 1.8 \frac{nv_s^2 \cos \theta_B}{\lambda L f_s}$, 其中, f_s 为声频率, 故声光材料的 nv_s^2 ($M_1 = nv_s^2 M_2$) 越大, 布拉格带宽越宽, 故应选品质因数 M_1 值大的材料。

在评价声光介质的性能时, 经常综合考虑带宽和衍射效率, 因此在选用材料时, 应视声光器件的具体要求, 综合考虑, 以选择合适的材料。

2. 电声换能器

电声换能器由电振荡驱动, 作为电源的负载, 在电路中相当于一支路。为了能无损耗或以较小的损耗将超声能量传递到声光介质中, 换能器的声阻抗应尽可能接近于介质的声阻抗, 可减少接触面的反射损耗。实际上, 调制器在二者之间加一过渡层耦合介质, 起到三个作用: 一是较少损耗地将能量传递到介质中; 二是能把换能器黏结在介质上; 三是起到换能器电极的作用。低频时多采用环氧树脂作为耦合黏结介质, 高频时采用金属材料为宜。实验中多采用钢或钢锡合金, 不仅可以提高发射强度, 还可提高调制器的稳定性。

3. 声束和光束的匹配

由于入射光束具有一定宽度, 声波传播速度也是有限的, 因此声波穿过光束需要渡越时间。为缩短此时间提高响应速度, 工作时调制器用透镜将光束聚焦到声光介质中心, 成为高斯光束。事实上, 为充分利用声能和光能, 声光调制器工作于声束和光束的发散角比 $a \approx 1$ 。试验证明, 调制器在 $a \approx 1.5$ 时性能最好。

3.4 磁光调制

磁光调制主要是基于磁光效应中的法拉第旋转效应, 使得一束在外磁场的作用下的介质中传播的线偏振光发生偏转, 其旋转角度 θ 与沿光束方向的磁场强度 H 和光在介质中传播的长度 L 之积成正比, 即



$$\theta = VHL \quad (3-62)$$

式中, V 为韦尔德 (Verdet) 常数, 表示单位磁场强度下通过单位长度的磁光介质后偏振方向旋转的角度。

3.4.1 磁光体调制器

与电光调制、声光调制一样, 磁光调制也是把要传递的信息转换成光载波的强度 (振幅) 等参量随时间的变化。不同的是, 磁光调制是将电信号先转换成与之对应的交变磁场, 由磁光效应改变传输光波的偏振态, 达到目的。磁光调制示意图如图 3.20 所示。

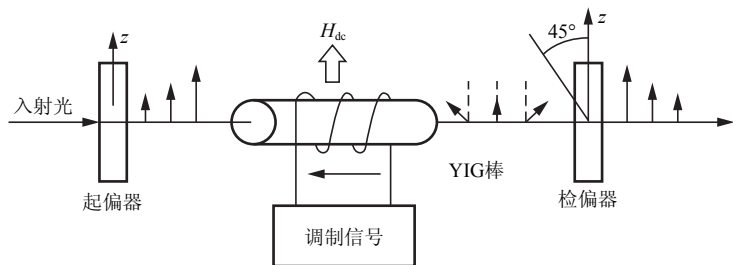


图 3.20 磁光调制示意图

工作物质 (YIG 或掺 Ga 的 YIG 棒) 置于沿 z 轴方向的光路上, 两端放置了起偏器和检偏器, 高频螺旋形线圈环绕在 YIG 棒上, 受驱动电源的控制, 以提供平行于 z 轴的信号磁场。为获得线性调制, 垂直于传播方向上加一恒定的足以使晶体饱和磁化的磁场 H_{dc} 。工作时, 通过线圈的高频电流感生出平行于传播方向的磁场, 通过 YIG 晶体的入射光由于法拉第旋转效应, 其偏转面发生旋转, 旋转角正比于磁场强度 H 。因此, 调制信号控制磁场强度的变化, 就会使光的偏转面相应变化。但因有垂直于光方向的恒定磁场 H_{dc} , 故旋转角 θ 与 H_{dc} 成反比, 于是

$$\theta = \theta_s \frac{H_0 \sin \omega_H t}{H_{dc}} L_0 \quad (3-63)$$

式中, θ_s 是单位长度饱和法拉第旋转角, $H_0 \sin \omega_H t$ 是调制磁场。再通过检偏器, 就可以获得一定强度变化的调制光。

3.4.2 磁光波导调制器

以磁光波导模式转换调制器为例讨论磁光波导调制器的原理。图 3.21 所示为其结构, 圆盘形的钆镓石榴石 ($Gd_3Ga_5O_{12}$ -GGG) 衬底上, 外延生长掺 Ga、Se 的钇铁石榴石 (YIG) 磁性膜作为波导层 (厚度 $d = 3.5 \mu m$, 折射率 $n = 2.12$), 磁性膜的表面用光刻法制作一条金属蛇形线路。当电流通过时, 蛇形线路中某一通道中的电流沿 y 方向, 相邻通道中的电流沿 $-y$ 方向, 可产生 $+z$ 、 $-z$ 方向交替变化的磁场, 磁性膜内出现沿 $+z$ 、 $-z$ 方向的交替饱和磁化。蛇形磁场变化的周期 (蛇形结构的周期) 为

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\beta} \quad (3-64)$$

式中, $\Delta\beta$ 为 TE 膜和 TM 膜传播常数之差。由于薄膜与衬底间晶格常数和热膨胀的失配, 易磁化的方向处于薄膜平面内, 故用小的磁化就可使磁化强度 M 在薄膜平面内转动。若激光由两个棱镜耦合器输入、输出, 入射是 TM 模时, 由于法拉第磁旋光效应, 随着光波在光波导

薄膜中沿 z 方向（磁化方向）的传播，原来处于薄膜平面内的电场矢量（ x 方向）转向薄膜的法线方向（ y 方向），即 TM 模转换成 TE 模。磁光效应与磁化强度 M 在传播方向 z 上的分量磁 M_z 成正比，因此在 z 轴和 y 轴间 45° 方向上加一直流磁场 H_{dc} 后，改变蛇形线路中的电流，就可改变 M_z 的大小，从而改变 TM 模到 TE 模的转换效率。当电流大到使 M 沿 z 方向饱和时，转换效率达到最大。磁光波导模式转换调制器的输出耦合器一般使用高双折射的金红宝石棱镜，使输出的 TE 和 TM 模分成两条光束。电路中的电流频率一般在 $0 \sim 80\text{MHz}$ ，均可观察到两模式光强度被调制的情况。

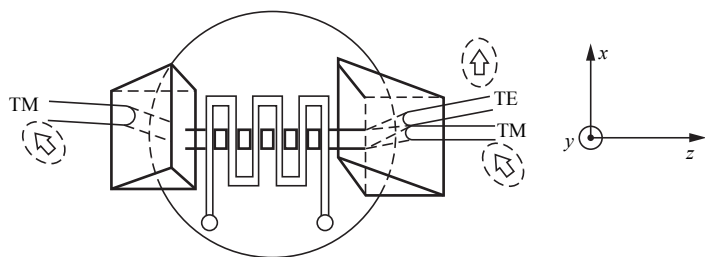


图 3.21 磁光波导模式转换调制器

3.5 直接调制

直接调制是把要传递的信息转变为电流信号注入半导体光源（激光二极管 LD 或半导体发光二极管 LED），从而获得调制光信号。由于它是在光源内部进行的，因此又称为内调制，它是目前光纤通信系统普遍采用的实用化调制方法。根据调制信号的类型，直接调制又可以分为模拟调制和数字调制两种，前者是用连续的模拟信号（如电视、语音等信号）直接对光源进行光强度调制，后者是用脉冲编码调制的数字信号对光源进行强度调制，下面介绍调制方法。

半导体激光器是电子与光子相互作用并进行能量直接转换的器件。图 3.22 示出了砷镓铝双异质结注入式半导体激光器的输出光功率与驱动电流的关系曲线。半导体激光器有一个阈值电流 I_t ，当驱动电流密度小于 I_t 时，激光器基本上不发光或只发很弱的、谱线宽度很宽、方向性较差的荧光；当驱动电流密度大于 I_t 时，则开始发射激光，此时谱线宽度、辐射方向显著变窄，强度大幅度增加，而且随电流的增加呈线性增长，如图 3.23 所示。由图 3.22 可以看出，发射激光的强弱直接与驱动电流的大小有关。若把调制信号加到激光器电源上，就可以直接改变（调制）激光器输出光信号的强度，由于这种调制方式简单，能工作在高频，并能保证良好的线性工作区和带宽，因此在光纤通信、光盘和光复印等方面得到了广泛的应用。

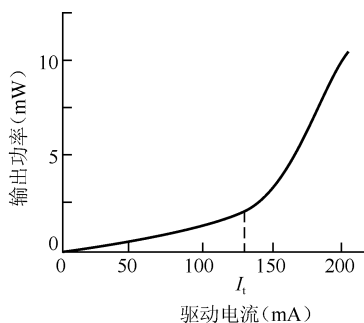


图 3.22 半导体激光器的输出特性

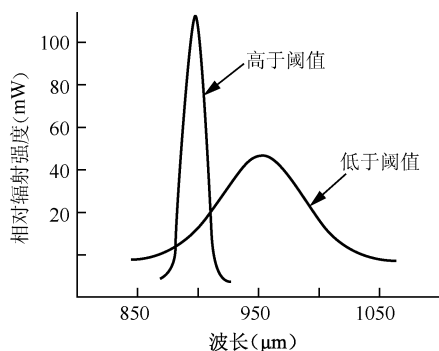


图 3.23 半导体激光器的光谱特性



图 3.24 所示的是半导体激光器调制原理以及输出光功率与调制信号的关系曲线。图 3.24 (a) 所示为电路原理图, 图 3.24 (b) 所示为输出特性曲线。为了获得线性调制, 使工作点处于输出特性曲线的直线部分, 必须在加调制信号电流的同时加一适当的偏置电流 I_b , 这样就可以使输出的光信号不失真。但是必须注意, 要把调制信号源与直流偏置源隔离, 避免直流偏置源对调制信号源产生影响。当频率较低时, 可用电容和电感线圈串接来实现; 当频率很高 ($>50\text{MHz}$) 时, 则必须采用高通滤波电路。另外, 偏置电源直接影响 LD 的调制性能, 通常应选择 I_b 在阈值电流附近而且略低于 I_t , 这样 LD 可获得较高的调制速率。因为在这种情况下, LD 连续发射光信号不需要准备时间 (延迟时间很少), 其调制速率不受激光器中载流子平均寿命的限制, 同时也会抑制张弛振荡。但 I_b 选得太大, 又会使激光器的消光比变坏, 所以在选择偏置电流时, 要综合考虑其影响。

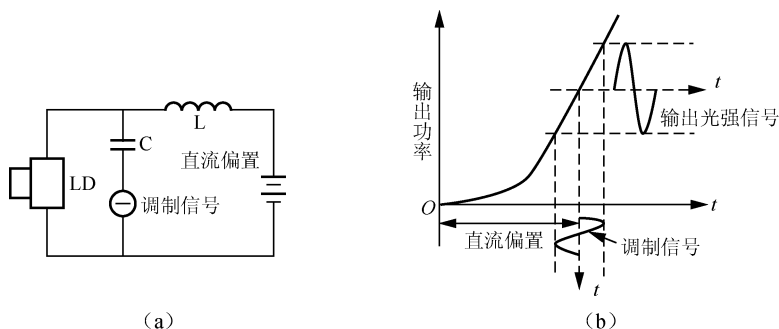


图 3.24 半导体激光器调制

半导体激光器处于连续调制工作状态时, 无论有无调制信号, 由于有直流偏置, 所以功耗较大, 甚至引起温升, 会影响或破坏器件的正常工作。双异质结激光器的出现, 使激光器的阈值电流密度比同质结大大降低, 可以在室温下以连续调制方式工作。

要使半导体激光器在高频调制下工作不产生调制畸变, 最基本的要求是输出功率要与阈值以上的电流呈良好的线性关系; 并且, 为了尽量不出现张弛振荡, 应采用条宽较窄结构的激光器。另外, 直接调制会使激光器主模的强度下降, 而次模的强度相对增加, 从而使激光器谱线加宽, 而调制所产生的脉冲宽度 Δt 与谱线宽度 $\Delta \nu$ 之间相互制约, 构成所谓傅里叶变换的带宽限制, 因此, 直接调制的半导体激光器的能力受到 $\Delta t \cdot \Delta \nu$ 的限制, 故在高频调制下宜采用量子阱激光器或其他外调制器。

3.6 光束扫描技术

光束扫描技术是激光应用 (如激光显示、传真和光存储等) 的基本技术之一。它可以利用机械转镜、电光效应和声光效应等来实现。根据应用目的不同可分为两种类型: 一种是光的偏转角连续变化的模拟式扫描, 它能描述光束的连续位移; 另一种是不连续的数字扫描, 它是在选定空间的某些特定位置上使光束的空间位置“跳变”。前者主要用于各种显示, 后者则主要用于光存储。

3.6.1 机械扫描

机械扫描技术是目前最成熟的一种扫描方法。如果只需要改变光束的方向, 即可采用机

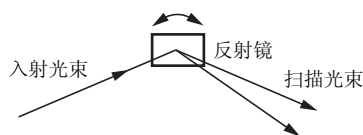


图 3.25 机械扫描装置示意图

机械扫描方法。机械扫描技术利用反射镜或棱镜等光学元件的旋转或振动实现光束扫描。图 3.25 所示为一简单的机械扫描装置示意图，激光束入射到一可转动的平面反射镜上，当平面镜转动时，平面镜反射的激光束的方向就会发生改变，达到光束扫描的目的。

机械扫描方法虽然原始，扫描速度慢，但其扫描角度大而且受温度影响小，光的损耗少，而且适用于各种光波长的扫描。因此，机械扫描的方法在目前仍是一种常用的光束扫描方法。它不仅可以用在各种显示技术中，而且还可用在微型图案的激光加工装置中。

3.6.2 电光扫描

1. 电光扫描原理

电光扫描利用电光效应来改变光束在空间的传播方向，其原理如图 3.26 所示。光束沿 y 方向入射到长度为 L 、厚度为 d 的电光晶体，如果晶体的折射率是坐标 x 的线性函数，即

$$n(x) = n + \frac{\Delta n}{d}x \quad (3-65)$$

式中， n 是 $x=0$ （晶体下面）处的折射率； Δn 是在厚度 d 上折射率的变化量。那么，在 $x=d$ （晶体上面）处的折射率则是 $n+\Delta n$ 。当一平面波经过晶体时，光波的上部（ A 线）和下部（ B 线）所“经受”的折射率不同，通过晶体所需的时间也就不同，分别为

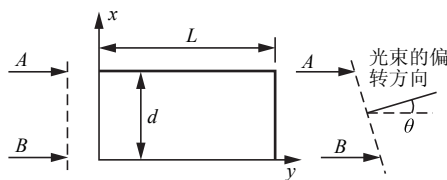


图 3.26 电光扫描原理

$$T_A = \frac{L}{c}(n+\Delta n) \quad T_B = \frac{L}{c}n$$

由于通过晶体的时间不同而导致光线 A 相对于 B 要落后一段距离 $\Delta y = \frac{c}{n}(T_A - T_B)$ 。这就意味着光波到达晶体出射面时，其波阵面相对于传播轴线偏转了一个小角度，其偏转角（在输出端晶体内）为 $\theta' = -\frac{\Delta y}{d} = -L \frac{\Delta n}{nd} = -L \frac{dn}{n dx}$ ，式中用折射率的线性变化 $\frac{dn}{dx}$ 代替了 $\frac{\Delta n}{d}$ ，那么光束射出晶体后的偏转角 θ 可根据折射定律 $\sin \theta / \sin \theta' = n$ 求得。设 $\sin \theta \approx \theta \ll 1$ ，则

$$\theta = n\theta' = -L \frac{\Delta n}{d} = -L \frac{dn}{dx} \quad (3-66)$$

式中的负号是由坐标系引进的，即 θ 由 y 转向 x 为负。由以上讨论可见，只要晶体在电场的作用下沿某些方向的折射率发生变化，那么当光束沿着特定方向入射时，就可以实现光束扫描。光束偏转角的大小与晶体折射率的线性变化率成正比。

2. 电光数字式扫描

它由电光晶体和双折射晶体组合而成，其结构原理如图 3.27 所示。图中 S 为 KDP 晶体， B 为方解石双折射晶体（分离棱镜），它能使线偏振光分成互相平行、振动方向垂直的两束光，其间隔 d 为分裂度， ε 为分裂角（也称离散角）， γ 为入射光法线方向与光轴间的夹角。KDP 电光晶体 S 的 x 轴（或 y 轴）平行于双折射晶体 B 的光轴与晶面法线所组成的平面。若一束入射光



的偏振方向平行于S的 x 轴(对B而言,相当于 o 光),当S上未加电压时,光波通过S之后偏振态不变,则它通过B时方向仍保持不变;当S上加半波电压时,则入射光偏振将旋转 90° 而变成 e 光。我们知道,不同偏振方向光波对光轴的取向不同,其传播的光路也是不同的,所以此时通过B的 e 光相对于入射方向就偏折了一个 ε 角,从B出射的 e 光与 o 光相距为 d 。由物理学已知,当 n_o 和 n_e 确定后,对应的最大分裂角为 $\varepsilon_{\max} = \arctan \frac{n_e^2 - n_o^2}{2n_o n_e}$ 。上述电光晶体和双折射晶体就构成了一个一级数字扫描器,入射的线偏振光随电光晶体上加和外加半波电压而分别占据两个“地址”之一,分别代表“0”和“1”状态。若把 n 个这样的数字偏转器组合起来,就能做到 n 级数字式扫描。图3.28所示为一个三级数字式电光扫描器,以及使入射光分离为 2^3 个扫描点的情况。光路上的短线“|”表示偏振面与纸面平行,“·”表示与纸面垂直。最后射出的光线中,“1”表示某电光晶体上加了电压,“0”表示未加电压。

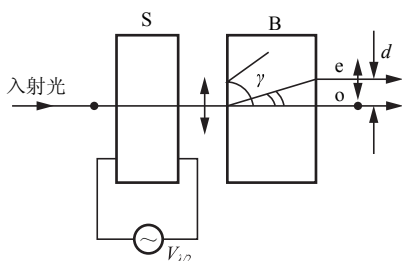


图 3.27 数字式扫描原理

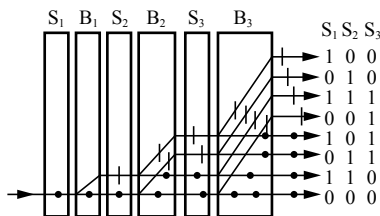


图 3.28 三级数字式电光扫描器

要使可扫描的位置分布在二维方向上,只要用两个彼此垂直的 n 级扫描器组合起来就可以实现。这样就可以得到 $2^n \times 2^n$ 个二维可控扫描位置。

3.6.3 声光扫描

声光效应的另一个重要用途是用来进行光束扫描偏转。声光扫描器的结构与布拉格声光调制器基本相同,不同之处在于调制器是改变衍射光的强度,而扫描器则是通过改变声波频率来改变衍射光的方向,使之发生偏转,既可以使光束连续偏转,也可以使分离的光点扫描偏转。

1. 声光扫描原理

从前面的声光布拉格衍射理论分析可知,光束以 θ_i 角入射,产生衍射极值应满足布拉格条件: $\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2n\lambda_s}$, $\theta_i = \theta_d = \theta_B$ 。布拉格角一般很小,可写为

$$\theta_B \approx \frac{\lambda}{2n\lambda_s} = \frac{\lambda}{2nv_s} f_s \quad (3-67)$$

故衍射光与入射光间的夹角(偏转角)等于布拉格角 θ_B 的2倍,即

$$\theta = \theta_i + \theta_d = 2\theta_B = \frac{\lambda}{nv_s} f_s \quad (3-68)$$

由上式可以看出:改变超声波的频率 f_s ,就可以改变其偏转角 θ ,从而达到控制光束传播方向的目的。即超声频率改变 Δf_s 引起光束偏转角的变化为

$$\Delta \theta = \frac{\lambda}{nv_s} \Delta f_s \quad (3-69)$$

这可用图3.29及声光波矢关系予以说明。设声波频率为 f_s 时,声光衍射满足布拉格条件,

则声光波矢图为闭合等腰三角形, 衍射极值沿着与超声波面成 θ_d 角的方向。若声波频率变为 $f_s + \Delta f_s$, 则根据 $k_s = \frac{2\pi}{v_s} f_s$ 的关系, 声波波矢将有 $\Delta k_s = \frac{2\pi}{v_s} \Delta f_s$ 的变化。由于入射角 θ_i 不变, 衍射光波矢大小也不变, 则声光波矢图不再闭合。光束将沿着 OB 方向衍射, 相应的光束偏转为 θ 。因为 θ 和 $\Delta\theta$ 都很小, 因而可近似认为 $\Delta\theta = \frac{\Delta k_s}{k_s} = \frac{\lambda}{nv_s} \Delta f_s$, 所以偏转角与声频的改变成正比。

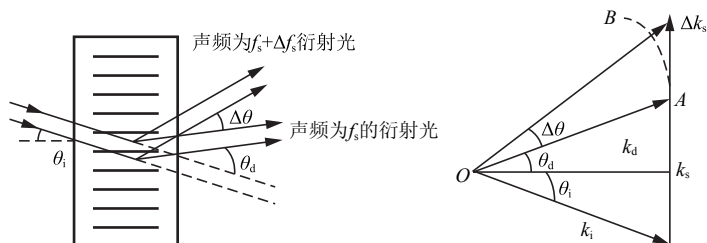


图 3.29 声光扫描原理图

3.7 空间光调制器

前面所介绍的各种调制器是对一束光的“整体”进行作用, 而且对与光传播方向相垂直的 $x-y$ 平面上的每一点其效果相同。空间光调制器可以形成随 $x-y$ 坐标变化的振幅 (或强度) 透过率 $A(x, y) = A_0 T(x, y)$, 或者形成随坐标变化的相位分布 $A(x, y) = A_0 T e^{i\theta(x, y)}$, 或者形成随坐标变化的不同的散射状态。顾名思义, 这是一种对光波的空间分布进行调制的器件。空间光调制器含有许多独立单元, 它们在空间排列成一维或二维阵列, 每个单元都可以独立地接受光信号或电信号的控制, 并按此信号改变自身的光学性质 (透过率、反射率、折射率等), 从而对通过它的光波进行调制; 控制这些单元光学性质的信号称为“写入信号”, 写入信号可以是光信号也可以是电信号, 射入器件并被调制的光波称为“读出光”; 经过空间光调制器后的输出光波称为“输出光”。显然, 写入信号应含有控制调制器各单元的信息, 并把这些信息分别传送到调制器相应的各单元位置上改变其光学性质; 若写入信号是光学信号时, 通常表现为一个二维的光强分布的图像, 通过一光学系统成像在空间光调制器的单元平面上, 这个过程称为“编址”。当读出光通过调制器时, 其光学参量 (振幅、强度、相位或偏振态) 就受到空间光调制器各单元的调制, 结果变成了一束具有新的光学参量空间分布的输出光。这种器件可以应用于光学信息处理和光计算机中作为图像转换、显示、存储、滤波。特别是为获得光学信息处理的优点, 进行实时的二维并行处理就更需要实时的空间光调制器。本节简要介绍几种典型的空间光调制器。

3.7.1 泡克耳读出光调制器

泡克耳读出光调制器 (PROM) 是一种利用电光效应制成的光学编址型空间光调制器, 其性能比较好, 目前已得到实际的应用。

1. 泡克耳读出光调制器的结构

为了满足实时处理的要求, 陆续出现了多种结构原理的器件, 有的是把光敏薄膜与铁电晶



体结合起来；有的则利用本身具有光敏性能的光致导电晶体制成。其中硅酸铋（BSO）晶体材料制成的空间光调制器得到了较快的发展，BSO 是一种非中心对称的立方晶体（23 点群），它不但具有光电导效应，而且还具有线性电光效应。它的半波电压比较低，对 $\lambda = 400 \sim 450\text{nm}$ 的蓝光较灵敏（光子能量较大），而对 600nm 的红光（光子能量较小）的光电导效应很微弱，由于光敏特性随波长的剧烈变化，材料对蓝光敏感，对红光不敏感，所以可用蓝光作为写入光，用红光作为读出光，从而可减少读出光和写入光之间的互相干扰。

BSO - PROM 空间光调制器的结构示意图如图 3.30 所示。在 BSO 晶体的两侧涂有 $3\mu\text{m}$ 厚的绝缘层，最外层镀上透明电极就成为透射式器件。如果在写入一侧镀上双色反射层用以反射红光而透射蓝光，就构成反射式的器件。反射式结构不但能降低半波电压，而且消除了晶体本身旋光性的影响。

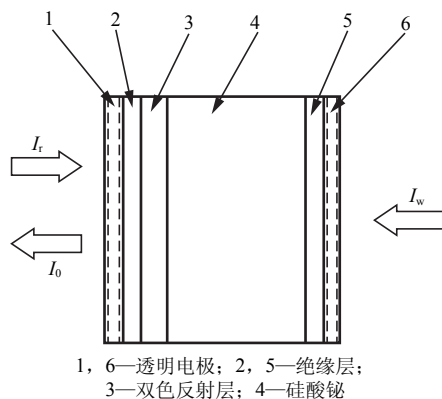


图 3.30 BSO-PROM 空间光调制器示意图

2. BSO-PROM 空间光调制器的工作原理

BSO-PROM 空间光调制器把图像的光强分布转化为加在 BSO 晶体上电压的空间分布，从而把图像传递到读出光束上去。前者是利用晶体的光电导性质，后者是利用晶体的泡克耳电光效应。具体的工作过程是：当在透明电极上加上工作电压而无光照时，晶体的光学性质并不发生变化，因为此时光敏层电阻的阻值很大，大部分电压降到光敏层上。如果用较强的蓝光照射光敏层，光子被激发，使电子获得足够的能量越过禁带而进入导带，就会有大量自由电子和空穴参与导电，于是光敏层的电阻就减到很小（称为光电导效应），这时绝大部分电压就加到了 BSO 晶体上，由于光敏层的电阻值随外界入射光的强弱发生变化，故晶体的电光效应也随入射光的强弱做相应的变化。例如，用一束携带图像信息的激光作为写入信号 I_w ，从图的右方通过透镜照射到 BSO 晶体上，由于光电效应在晶体内激发电子-空穴对，电子被拉向正极，而空穴按写入光的图像形状分布引起电位的空间变化，这样，写入光的照度分布通过光电效应转化成 BSO 晶体内的电场分布，将图像存储下来。在读取图像时，用长波光，如 633nm 的红光作为读出光 I_r ，通过起偏器（ x 方向）从图的左方照射器件，由电光效应而变成椭圆偏振光，其椭圆率取决于晶体中电压的空间变化，因此，从检偏器（图的左方，与起偏器正交放置）输出光 I_0 的光强分布将正比于图像的明暗分布，即实现了光的空间调制。

上述电光空间调制器的工作程序如图 3.31 所示。其中图 3.31 (a), (b), (c) 所示为写入前的准备阶段。图 3.31 (a) 所示为在晶体的两个电极间加电压 V_0 ；图 3.31 (b) 所示为用均匀的灯光照射光敏层，使之产生电子-空穴对，并在外电场作用下向晶体的电极界面漂移，使晶体中电场为零，即清除原来存储的图像（因为 BSO 的暗电阻很大，存储的图像可以保持很长时间）；图 3.31 (c) 所示为把电压反转，使晶体上的电压升高为 $2V_0$ ；图 3.31 (d) 表示写入阶段的情况，用较短波长的蓝光携带图像信息作为写入光 I_w 成像在 BSO 晶片的表面上，通过光电效应转变成 BSO 晶体内的电场分布，再通过电光效应而转变成双折射率分布；图 3.31 (e) 表示读出时的情况，用长波长的线偏振红光作为读出光 I_r ，选择红光作为读出光是因为它基本不对 BSO 晶体产生光电效应，不会破坏原先写入的电场图像。它入射晶体

后，由于双折射而分解成两个相互垂直的偏振分量，两者之间有一相位差，故其合成光的偏振态随之发生变化，因此从检偏器输出的光 I_0 为振幅（强度）受到调制的光。在记录屏上的亮区，因是 BSO 晶体未曝光区，故晶体的双折射效应很弱，光束在这个区域的偏振态几乎没有改变，故无图像显示。

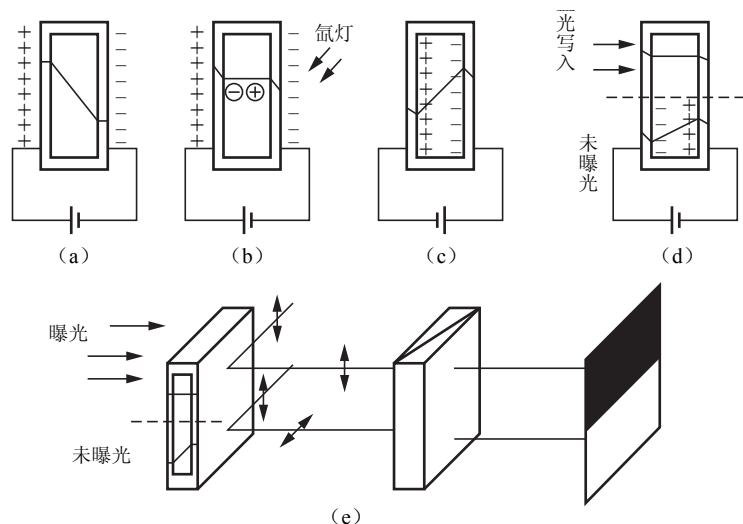


图 3.31 BOS-PROM 空间光调制器工作示意图

3.7.2 液晶空间光调制器

普通的晶体从固态转变为液态有一定的熔点。在熔点以下是固态；熔点以上是液态，并且失去了晶体的性质。但是有些物质不是直接由固态变为液态，而是经过一个过渡相态，这时，它一方面具有液体的流动性质，同时又有晶体的特性（如光学、力学、热学的各向异性），这种过渡相态称为“液晶”。

液晶是一种有机化合物，一般由棒状柱形对称的分子构成，具有很强的电偶极矩和容易极化的化学团。对这种物质施加外场（电、热、磁等），液晶分子的排列方向和液晶分子的流动位置就会发生变化，即能改变液晶的物理状态。如对液晶施加电场，它的光学性质就发生变化，这就是液晶的电光效应。

比较典型的液晶空间光调制器是硫化镉（CdS）向列相液晶光阀，其结构示意图如图 3.32 所示。其中平板玻璃是为了保持器件的固定形状，透明电极材料为氧化铟（ In_2O_3 ）、氧化锡（ Sn_2O_3 ）的混合材料——铟锡氧化物（ITO）。液晶分子取向膜层材料是 SiO_2 ，它使与之接触的液晶分子薄层按沿面排列；多层介质膜反射镜反射率约为 90%，它同时还用作两透明电极之间的电绝缘体，以防止直流电流流经液晶层；隔光层材料是 CdTe ，它使得自右侧入

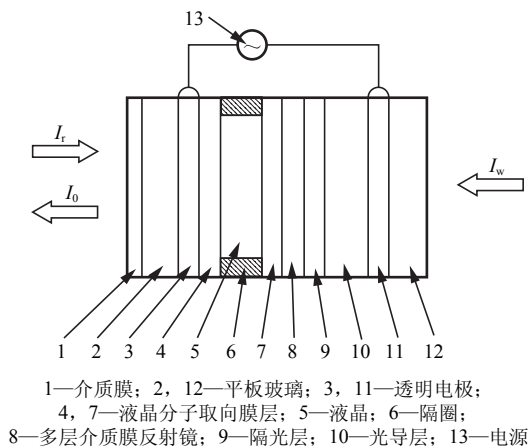


图 3.32 硫化镉液晶光阀示意图



射的写入光 I_w 不能射向隔光层左侧, 使写入光与读出光隔离; 光导层材料是 CdS, 其作用在下面介绍。

这种液晶光阀的主要功能是实现图像的非相干/相干转换。其工作过程是, 将待转换的一非相干图像通过一光学系统 (作为写入光 I_w) 从器件右侧成像到光导层上, 同时有一束线偏振相干光 (作为读出光 I_r) 从器件左侧射向液晶层, 其偏振方向与液晶层左端的分子长轴方向一致, 由于高反射膜的作用, 这束光将两次通过液晶层, 最后从左方出射, 通过一个偏振轴方向 I_r 偏振方向相垂直的检偏器, 得到输出光 I_0 。

当电源通过两个透明电极把电压加在液晶层、高反射膜、隔光层和光导层相串联的整体上时, 因隔光层和高反射膜层都很薄, 交流阻抗比较小, 故电压主要降落在液晶层和光导层上。显然, 这两层上的电压分配比例取决于光导层受光照的情况, 对入射光图像上暗的地方, 光导层没有受到光照, 则电导率很低 (电阻很大), 电压主要分配在光导层上, 液晶层获得的电压较小, 不足以产生明显的电光效应, 因此在相应的位置上, 液晶仍然处于原有状态 (具有扭曲 45° 的排列结构), 读出光通过该处后, 其输出光强 I_0 为零。对入射光图像上照度最大的位置, 由于内光电效应, 光导层的阻抗急剧变小。电压的大部分都降落在液晶层的相应位置上, 于是产生明显的电光效应, 读出光通过该处时, 输出光 I_0 最大, 那么, 对入射光图像上其他照度的位置, 相应的 I_0 值在零和极大值之间变化, 这样, 输出光强度 (或振幅) 的空间分布便被写入光图像的空间分布所调制, 实现了图像的非相干/相干转换。

利用声光效应和磁光效应可分别制作声光空间光调制器和磁光空间光调制器。此外, 近几年还出现了铁电陶瓷 (PLZT) 调制器、微通道板 (MSLM) 调制器、多量子阱调制器等多种空间光调制器。

【本章小结】

本章主要内容是光束调制、扫描的原理、方法和特性。根据调制和激光器的关系, 光调制类型包括内调制和外调制, 在外调制中可实现不同参量调制, 包括调幅、调频、调相和强度调制。光束的调制方式包括电光调制、声光调制、磁光调制和直接调制, 本章从光在介质中传播出发, 讨论了电光调制、声光调制、磁光调制实现的物理基础和调制器的工作原理, 以及以上调制的实现方法、特点及应用。光束扫描方式包括机械扫描、声光扫描、电光扫描, 以上扫描方式的原理、实现方法和器件结构是本章重点内容。

【知识链接】

电光效应 (electro-optical effect)

某些各向同性的透明物质在电场作用下显示出光学各向异性, 物质的折射率因外加电场而发生变化的现象称为电光效应, 电光效应包括泡克尔斯 (Pockels) 效应和克尔 (Kerr) 效应。晶体在电场的作用下, 晶体的介电常数, 即其折射率发生改变, 假设极化强度 P 与所加电场有线性关系, 但这是一级近似。事实上电场与材料的介电常量, 对于光频场, 也就是材料折射率 n , 有此关系: $n = n_0 + aE_0 + bE_0^2 + \dots$ 。式中, n_0 是没有加电场 E_0 时介质的折射率; a 、 b 是常数。这种由于外加电场所引起的材料折射率的变化效应, 称为电光效应。

1875 年英国物理学家克尔发现, 玻璃板在强电场作用下具有双折射性质, 称克尔效应 (Kerr effect)。后来发现多种液体和气体都能产生克尔效应。观察克尔效应的实验装置描述如

下：内盛某种液体（如硝基苯）的玻璃盒子称为克尔盒，盒内装有平行板电容器，加电压后产生横向电场，克尔盒放置在两正交偏振片之间，无电场时液体为各向同性，光不能通过第二块偏振片；存在电场时液体具有了单轴晶体的性质，光轴沿电场方向，此时有光通过第二块偏振片。实验表明：在电场作用下，主折射率之差与电场强度的平方成正比。电场改变时，通过第二块偏振片的光强跟着变化，故克尔效应可用来对光波进行调制。液体在电场作用下产生极化，这是产生双折射性的原因。电场的极化作用非常迅速，在加电场后不到 10^{-9}s 内就可完成极化过程，撤去电场后在同样短的时间内重新变为各向同性。克尔效应的这种迅速动作的性质可用来制造几乎无惯性的光开关——光闸。

1893 年由德国物理学家泡克耳斯发现，一些晶体在纵向电场（电场方向与光的传播方向一致）作用下会改变其各向异性性质，产生附加的双折射效应。例如，把磷酸二氢钾晶体放置在两块平行的导电玻璃之间，导电玻璃板构成能产生电场的电容器，晶体的光轴与电容器极板的法线一致，入射光沿晶体光轴入射。与观察克尔效应一样，用正交偏振片系统观察。不加电场时，入射光在晶体内不发生双折射，光不能通过第二块偏振片；加电场后，晶体感生双折射，就有光通过第二块偏振片。泡克耳斯效应与所加电场强度的一次方成正比。大多数压电晶体都能产生泡克耳斯效应。

尽管电场引起折射率的变化很小，但可用于干涉等方法精确地显示和测定，由此产生许多重要的应用，如广泛用于光通信、测距、显示、信息处理以及传感器等许多方面。例如：

(1) 应用液晶电光效应设计的两种特殊的光学器件——液晶快门和液晶透镜；

(2) 高速相位调制器可用于相干光纤通信系统，在密集波分复用光纤系统中用于产生多光频的梳形发生器，也能用作激光束的电光移频器，其中 M-Z 铌酸锂调制器有良好的特性，可用于光纤有线电视（CATV）系统、无线通信系统中基站与中继站之间的光链路和其他的光纤模拟系统。

习 题

3-1 何为电光晶体的半波电压？半波电压由晶体的哪些参数决定？

3-2 怎样理解光束的直接调制？请解释其中的脉冲编码调制过程。

3-3 在电光调制器中，为了得到线性调制，在调制器中插入一个 $\lambda/4$ 波片，波片的轴向如何设置最好？若旋转 $\lambda/4$ 波片，它所提供的直流偏置有何变化？

3-4 一纵向运用的 KDP 电光调制器，长为 1cm ，折射率 $n=2.5$ ，工作频率为 100kHz 。试求此时光在晶体中的渡越时间及引起的相位延迟。

3-5 如果一个纵向电光调制器没有起偏器，入射的自然光能否得到光强度调制？为什么？

3-6 一个 PbMoO_4 声光调制器，对 He-Ne 激光进行调制。已知声功率 $P_s=1\text{W}$ ，声光相互作用长度 $L=2\text{mm}$ ，换能器宽度 $H=0.8\text{mm}$ ， $M_2=36.3\times 10^{-15}\text{s}^3/\text{kg}$ ，试求 PbMoO_4 声光调制器的布拉格衍射效率。

3-7 一个驻波超声场会对布拉格衍射光场产生什么影响？给出它所造成的频移和衍射方向。

第 4 章

光辐射探测原理和器件

【学习目标】

通过本章学习，掌握光电探测的基本物理效应、光电探测器及其性能参数、各种光电探测器件的基本结构、特性参数的相关知识，掌握直接探测系统和光频外差探测系统的性能，了解各种光电探测器件的实际应用，为光电探测器的选用和设计打下基础。

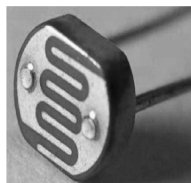
【学习要求】

- 掌握熟悉光电探测的基本物理效应
- 掌握掌握光电探测器及其性能参数
- 掌握熟悉各种光电探测器件的结构及特性
- 掌握掌握直接探测系统和光频外差探测系统的性能

【引例】

光电探测器在我们的生活中随处可见，正是因为光电探测器的大量使用，我们的现代化生活才能得到更好的推进和改善。光电探测器基于光电效应工作，常见的光电元件有光电二极管、光电三极管、光敏电阻、光电池等；光热探测器基于光热效应工作，常见的光热探测器有热敏电阻、热电偶、热电堆和热释电探测器等。在生活中，常见的光电探测器有光电摄像头、数字照相机、数字摄像机、热释电安防探头等。

图 4.1 所示就是我们在日常生活中经常用到的各种光电探测器元件和设备。



(a) 光敏电阻



(b) 光电池



(c) 光电摄像头



(d) 数字照相机



(e) 数字摄像机

图 4.1 日常生活中经常用到的各种光电探测器元件和设备

光电探测器的作用是检测光信号，并将其转换为电信号。本章内容主要讨论光电探测器的基本物理效应和各种不同光电探测器的原理、结构及性能。通过本章学习，掌握光电式传感器的工作原理、光电器件的基本结构、特性参数、基本转换电路的相关知识，了解光电式传感器的实际应用，为光电式传感器的选用和设计打下基础。

4.1 光电探测的基本物理效应

光与物质的作用实质是光子与电子的作用，电子吸收光子的能量后，改变了电子的运动规律。由于物质的结构和物理性能不同，以及光和物质的作用条件不同，在光子作用下产生的载流子就有不同的规律，因而导致了不同的光电效应。

光电探测器的基本物理效应通常分为两类：光子效应和光热效应。光子效应是指单个光子的性质对产生的光电子起直接作用的一类光电效应，光电探测器吸收光子后，直接引起原子或分子的内部电子状态的改变。光热效应指材料受光照射后，光子能量与晶格相互作用，振动加剧，温度升高，由于温度的变化而造成物质的电学特性变化。光子效应又可以细分为外光电效应和内光电效应；光热效应又可以细分为温差电效应和热释电效应。

4.1.1 外光电效应

在光线的作用下，物体内的电子逸出物体表面向外发射的现象称为外光电效应，也称为光电发射效应。光电发射效应多发生于金属和金属氧化物，向外发射的电子称为光电子。基于光电发射效应的光电器件有光电管、光电倍增管等。

光子是具有能量的粒子，每个光子的能量为

$$E = h\nu \quad (4-1)$$

式中， h 为普朗克常数， $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ； ν 为光的频率（Hz）。

根据爱因斯坦光电效应理论，一个电子只能接受一个光子的能量，所以要使一个电子从物体表面逸出，必须使光子的能量大于该物体的表面逸出功 A_0 ，超过部分的能量表现为逸出电子的动能。根据能量守恒定理，列出方程如下：

$$h\nu = \frac{1}{2}mv_0^2 + A_0 \quad (4-2)$$

式中， m 为电子质量； v_0 为电子逸出速度； A_0 为物体的表面电子逸出功。

该方程称为爱因斯坦光电效应方程。由式（4-2）可知，光电子能否产生，取决于光子的能量是否大于该物体的表面电子逸出功 A_0 。不同的物质具有不同的逸出功，即每一种物质都有一个对应的光频阈值，称为红限频率（或截止频率），根据式（4-2），光电子发射的红限频率为

$$\nu \geq \frac{A_0}{h} = \nu_c \quad (4-3)$$

对应的波长限为

$$\lambda \leq \frac{hc}{A_0} = \lambda_c \quad (4-4)$$

式中， c 为真空中的光速， $c \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ ， ν_c 为产生光电子发射的入射光波的截止频率， λ_c 为产生光电子发射的入射光波的截止波长。



若入射光线频率低于红限频率（截止频率），光子能量不足以使物体内的电子逸出，即使光强再大也不会产生光电子发射；反之，入射光频率高于红限频率，即使光线微弱，也会有光电子射出。当入射光的频谱成分不变时，产生的光电流与光强成正比，即光强越大，意味着入射光子数目越多，逸出的电子数也就越多。

4.1.2 内光电效应

当光照射在物体上，使物体的电阻率 ρ 发生变化，或产生光生电动势的现象称为内光电效应，它多发生于半导体内。根据工作原理的不同，内光电效应分为光电导效应和光生伏特效应两类。

1. 光电导效应

在金属中，自由电子的浓度是个常数，不受外界的影响。而半导体与金属的导电机理完全不同，在 0K 时半导体的载流子浓度为 0，而在 0K 以上，由于热激发而不断产生热生载流子，电子和空穴在扩散过程中又不断复合消失。在热平衡下，单位时间内热生载流子的产生数目正好和复合消失的数目相等，因此在导带和价带之间维持着一个热平衡电子浓度 n 和空穴浓度 p ，则有

$$np = n_i^2 \quad (4-5)$$

式中， n_i 是相应温度下本征半导体中的本征热生载流子浓度。

在外电场 E 的作用下，载流子产生漂移运动，漂移速度 v 和电场 E 之比定义为载流子的迁移率，即有

$$\mu_n = \frac{v_n}{E} = \frac{v_n l}{\mu} \quad (\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})) \quad (4-6)$$

$$\mu_p = \frac{v_p}{E} = \frac{v_p l}{\mu} \quad (\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})) \quad (4-7)$$

式中， μ 是端电压， l 是电压方向半导体长度。

载流子漂移运动效果用半导体的电导率 σ 描述，其定义式为

$$\sigma = en (\mu_n + \mu_p) \quad ((\Omega \cdot \text{cm})^{-1}) \quad (4-8)$$

式中， e 是电子的电荷量。

若半导体的截面积为 A ，则半导体的电导 G 的值为

$$G = \sigma \frac{A}{l} \quad (\Omega^{-1}) \quad (4-9)$$

半导体的电阻 R_d 的值为

$$R_d = \frac{l}{\sigma A} = \rho \frac{l}{A} \quad (\Omega) \quad (4-10)$$

式中， ρ 是半导体材料的电阻率 $(\Omega \cdot \text{cm})$ 。

在光线作用下，电子吸收光子能量从键合状态过渡到自由状态，从而引起材料电导率的变化，这种现象称为光电导效应。基于这种效应的光电器件有光敏电阻。

如图 4.2 所示，当光照射到半导体材料上时，价带中的电子受到能量大于或等于禁带宽度的光子轰击，使

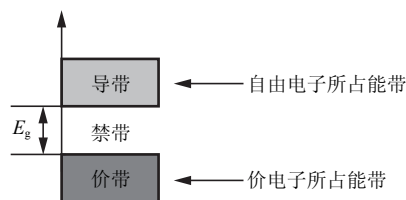


图 4.2 半导体材料电子能带分布图

其由价带越过禁带跃入导带，材料中导带内的电子和价带内的空穴浓度增加，从而使电导率变大。

为了实现能级的跃迁，入射光的能量必须大于光电导材料的禁带宽度 E_g ，即

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1.24}{\lambda} \geq E_g \quad (4-11)$$

式中， ν 、 λ 分别为入射光的频率和波长。

可见，材料的光导性能取决于禁带宽度 E_g ，对于一种光电导材料，同样存在一个照射光波长限 λ_c ，只有波长小于 λ_c 的光照射在光电导体上，才能产生电子能级间的跃迁，从而使光电导体的电导率增加。

对于本征半导体，当外界入射光照射时，半导体中的载流子浓度在原来的基础上增加了 Δn 和 Δp 。在半导体物理中，这个新增加的部分称为非平衡载流子，由于它们是受外界入射光照射时产生的，可定义为光生载流子。光生载流子 Δn 和 Δp 使得半导体增加电导量 ΔG ，称为光电导。

若热平衡电子浓度 n 和空穴浓度 p ，它们的平均寿命分别用 τ_n 和 τ_p 表示，光辐射每秒产生的电子-空穴对数为 N ，则有

$$\Delta n = \frac{N}{Al} \cdot \tau_n \quad (4-12)$$

$$\Delta p = \frac{N}{Al} \cdot \tau_p \quad (4-13)$$

则对应的光电导为

$$\Delta G = \Delta \sigma \frac{A}{l} = e (\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p) \frac{A}{l} = \frac{eN}{l^2} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad (4-14)$$

由于光电导 ΔG 使得外回路电流的增量 Δi 为

$$\Delta i = u \Delta G = \frac{euN}{l^2} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad (4-15)$$

可见，外回路电流的增量 Δi 并不等于每秒钟光所激发的电荷总量 eN 。

定义 M 为光电导体的电流增益，有

$$M = \frac{\Delta i}{eN} = \frac{u}{l^2} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad (4-16)$$

2. 光生伏特效应

由半导体材料形成的 PN 结，在 P 区的一侧，价带中有较多的空穴，而在 N 区的一侧，导带中有较多的电子。由于扩散的结果，使 P 区带负电，N 区带正电，它们积累在结附近，形成 PN 结的自建场，自建场阻止电子和空穴的继续扩散，最终达到动态平衡，在结区形成阻止电子和空穴继续扩散的势垒。

在热平衡下，多数载流子的扩散作用与少数载流子的漂移作用相抵消，没有净电流流过 PN 结。如果 PN 结 P 区接正，N 区接负，则 PN 结处于正向电压偏置，有较大电流流过 PN 结；N 区接正，P 区接负，则 PN 结处于反向电压偏置，有一个很小的反向电流流过 PN 结，且在 PN 结反向击穿前该电流几乎不变，称为反向饱和电流 i_{s0} 。PN 结势垒、能带和伏安特性曲线如图 4.3 所示。

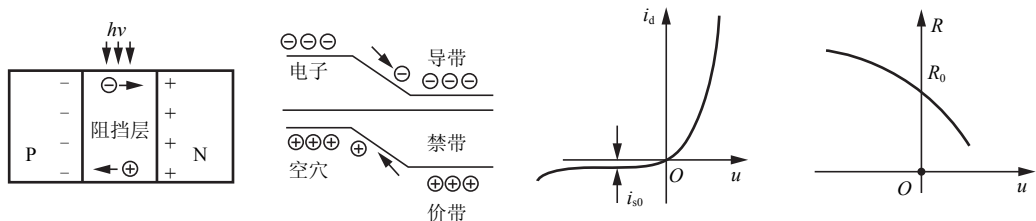


图 4.3 半导体 PN 结势垒、能带和伏安特性曲线

PN 结的伏安特性为

$$i_d = i_{s0} (e^{\frac{eu}{k_B T}} - 1) \quad (4-17)$$

式中, i_d 是无光照时的暗电流, i_{s0} 是反向饱和电流; 指数中, e 是电子电荷量, u 是 PN 结端电压, k_B 是玻尔兹曼常数, T 是热力学温度。

在零偏情况下, PN 结的电阻 R_0 为

$$R_0 = \left. \frac{du}{di} \right|_{u=0} = \frac{k_B T}{ei_{s0}} \quad (4-18)$$

此时, $i=0$, 所以 PN 结的开路电压为 0。

在入射光照射下, 当光子能量 $h\nu$ 大于光电导材料的禁带宽度 E_g 时, 就会在材料中激发出光生电子-空穴对, 破坏结的平衡状态。在结区的光生电子和空穴以及新扩散进结区的电子和空穴, 在结电场的作用下, 电子向 N 区移动, 空穴向 P 区移动, 从而形成光生电流。这些可移动的电子和空穴, 称为材料中的少数载流子。在探测器处于开路的情况下, 少数载流子积累在 PN 结附近, 降低势垒高度, 产生一个与平衡结内自建场相反的光生电场, 此时用电压表就可以量出 P 区正、N 区负的开路电压 u_0 , 也就是光生电动势, 如图 4.4 所示。若用一个理想电流表接通 PN 结, 则有电流 i_0 流过, 即有

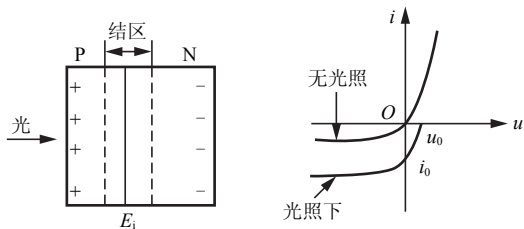


图 4.4 光生伏特效应

$$u_0 = R_0 i_0 \quad (4-19)$$

这就是光生伏特效应的基本原理, 也是光电池的工作原理。

基于光生伏特效应的光电器件有光电池、光敏二极管和光敏晶体管等, 光敏二极管和光敏晶体管通常工作在反向电压偏置下。

当半导体光电器件受光照不均匀时, 光照部分吸收入射光子的能量产生电子-空穴对, 光照部分载流子浓度比未受光照部分的载流子浓度大, 就出现了载流子浓度梯度, 因而载流子就要扩散。如果电子迁移率比空穴大, 那么空穴的扩散不明显, 则电子向未被光照部分扩散, 就造成光照射的部分带正电, 未被光照射部分带负电, 光照部分与未被光照部分产生光电动势。这种现象称为横向光电效应, 也称为侧向光电效应。基于该效应的光电器件有半导体光电位置敏感器件 (PSD), 将在今后的学习中详细讲解。

4.1.3 光热效应的一般规律

光热效应指材料受光照射后, 光子能量与晶格相互作用, 振动加剧, 温度升高, 由于温

度的变化而造成物质的电学特性变化。利用光热效应的探测器有热敏电阻、热电偶、热电堆和热释电探测器等。

1. 温度变化方程

热电器件在没有受到辐射作用的情况下, 器件与环境温度处于平衡状态, 其温度为 T_0 。当辐射功率为 Φ_e 的热辐射入射到器件表面时, 令表面的吸收系数为 α , 则器件吸收的热辐射功率为 $\alpha\Phi_e$; 其中一部分使器件的温度升高, 另一部分补偿器件与环境的热交换所损失的能量。设单位时间器件的内能增量为 $\Delta\Phi_i$, 则有

$$\Delta\Phi_i = C_\theta \frac{d(\Delta T)}{dt} \quad (4-20)$$

式中, C_θ 称为热容, 表明内能的增量为温度变化的函数。

热交换能量的方式有三种: 传导、辐射和对流。设单位时间通过传导损失的能量为

$$\Delta\Phi_\theta = G\Delta T \quad (4-21)$$

式中, G 为器件与环境的热传导系数。根据能量守恒原理, 器件吸收的辐射功率应等于器件内能的增量与热交换能量之和。即

$$\alpha\Phi_e = C_\theta \frac{d(\Delta T)}{dt} + G\Delta T \quad (4-22)$$

设入射辐射为正弦辐射通量 $\Phi_e = \Phi_0 e^{j\omega t}$, 则式 (4-22) 变为

$$C_\theta \frac{d(\Delta T)}{dt} + G\Delta T = \alpha\Phi_0 e^{j\omega t} \quad (4-23)$$

若选取刚开始辐射器件的时间为初始时间, 则此时器件与环境处于热平衡状态, 即 $t=0$, $\Delta T=0$ 。将初始条件代入微分方程式 (4-23), 解此方程, 得到热传导的方程为

$$\Delta T(t) = -\frac{\alpha\Phi_0 e^{-\frac{G}{C_\theta}t}}{G+j\omega C_\theta} + \frac{\alpha\Phi_0 e^{j\omega t}}{G+j\omega C_\theta} \quad (4-24)$$

设 $\tau_T = \frac{C_\theta}{G} = R_\theta C_\theta$, 称为热敏器件的热时间常数, $R_\theta = \frac{1}{G}$ 称为热阻。

热敏器件的热时间常数一般为毫秒至秒的数量级, 它与器件的大小、形状和颜色等参数有关。

当时间 $t \gg \tau_T$ 时, 式 (4-24) 中的第一项衰减到可以忽略的程度, 温度的变化

$$\Delta T(t) = \frac{\alpha\Phi_0 \tau_T e^{j\omega t}}{C_\theta (1+j\omega \tau_T)} \quad (4-25)$$

为正弦变化的函数。其幅值为

$$|\Delta T| = \frac{\alpha\Phi_0 \tau_T}{C_\theta (1+\omega^2 \tau_T^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (4-26)$$

可见, 热敏器件吸收交变辐射能所引起的温升与吸收系数成正比。因此, 几乎所有的热敏器件都被涂黑。另外, 它又与工作频率 ω 有关, ω 增高, 其温升下降, 在低频时 ($\omega \tau_T \ll 1$), 它与热导 G 成反比, 式 (4-26) 可写为

$$|\Delta T| = \frac{\alpha\Phi_0}{G} \quad (4-27)$$

可见, 减小热导是增高温升、提高灵敏度的好方法, 但是热导与热时间常数成反比, 提



高温升将使器件的惯性增大, 时间响应变坏。

式(4-15)中, 当 ω 很高(或器件的惯性很大)时, $\omega\tau_T \gg 1$, 式(4-26)可近似为

$$|\Delta T| = \frac{\alpha\Phi_0}{\omega C_\theta} \quad (4-28)$$

结果, 温升与热导无关, 而与热容成反比, 且随频率的增高而衰减。

当 $\omega=0$ 时, 由式(4-24)得

$$\Delta T(t) = \frac{\alpha\Phi_0}{G} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_T}}) \quad (4-29)$$

由初始零值开始随时间 t 增加, 当 $t \rightarrow \infty$ 时, ΔT 达到稳定值。等于 τ_T 时, 上升到稳定值的63%, 故 τ_T 被称为器件的热时间常数。

2. 温差电效应

当两种不同的配偶材料(可以是金属或半导体)两端并联熔接时, 如果两个接头的温度不同, 并联回路中就产生电动势, 称为温差电动势。此时, 回路中就会有电流流通, 如图4.5所示。

如果将热电偶的冷端分开, 并与一个电表相连接, 则当光照射电偶接头时, 电偶接头吸收光能, 温度升高, 电表就有一个相应的电流读数, 其数值的大小间接反映光照的能量大小。这就是利用热电偶来探测光能的基本原理。在实际运用中, 为了提高测量的灵敏度, 通常将若干个热电偶串联起来使用, 称为热电堆。

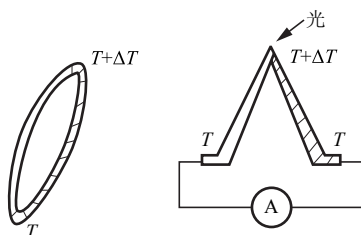


图4.5 温差电效应

3. 热电导效应

某些半导体材料吸收光辐射后温度升高, 随着温度的升高电导率增大, 即电阻下降。而有些金属材料, 随着温度升高电阻升高, 即电导率减小。把这些现象称为热电导效应。

半导体材料具有能带结构, 吸收光后引起晶格振动加剧, 即温度升高, 使更多的电子被激发到导带, 电导率增大。例如, 在硅半导体中, 当温度从250K增加到450K时, 激发电子的数目增加 10^6 倍。半导体和金属导体能带结构如图4.6所示。

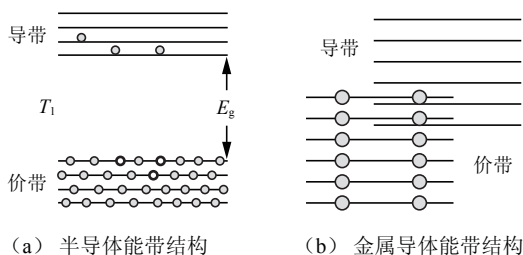


图4.6 半导体和金属导体能带结构

而一般金属的能带结构外层无禁带, 由于自由电子密度很大, 以致外界光作用引起的自由电子密度的相对变化可以忽略不计。相反, 吸收光以后, 使晶格振动加剧, 妨碍了自由电子做定向运动。因此, 在光作用于金属材料使其温度升高的同时, 其电阻还略有增加。即金属材料有正温度系数, 而半导体材料有负温度特性。利用热电导效应的探测器有热敏电阻等。

4. 热释电效应

热释电效应通过热释电材料来实现。热释电材料是一种电介质，本身是绝缘体，它是一种结晶对称性很差的压电晶体，在常态下具有自发电极化（固有电偶极矩）。

由电磁理论可知，热电体的 $|P_s|$ 决定了面电荷密度 σ_s 的大小，当 P_s 发生变化时，面电荷密度 σ_s 也跟着变化。 $|P_s|$ 值是温度的函数，温度升高， $|P_s|$ 减小。热电体表面附近的自由电荷对面电荷的中和作用比较缓慢，一般在 $1 \sim 1\,000\text{s}$ 量级。在来不及中和前，热电体表面就会呈现出相应于温度变化的面电荷变化，即热释电现象。详细的热释电原理，将在 4.7 节详尽介绍。

若将热电体放入一个电容器的极板之间，并连接电流表，就会有电流流过电流表，称为短路热释电电流，若电容器极板面积为 A ，则短路热释电电流 i 为

$$i = A \frac{dP_s}{dt} = A \frac{dP_s}{dT} \frac{dT}{dt} = A\beta \frac{dT}{dt} \quad (4-30)$$

式中， $\beta = \frac{dP_s}{dT}$ ，称为热释电系数。

热释电效应如图 4.7 所示。当温度 T 升高到 T_c 值时，自发极化突然消失， T_c 称为居里温度。

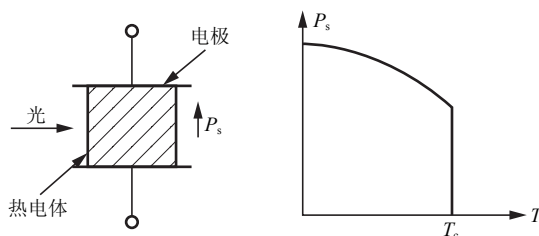


图 4.7 热释电效应

4.1.4 光电转换定律

光辐射量转换为光电流量的过程称为光电转换。光通量 $P(t)$ 即光功率，可以理解为光子流，光子能量 $h\nu$ 是光能量 E 的函数。光电流是光生电荷 Q 的时变量，电荷 e 是光生电荷的基本单元。则有公式

$$P(t) = \frac{dE}{dt} = h\nu \frac{dn_{\text{光}}}{dt} \quad (4-31)$$

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = e \frac{dn_{\text{电}}}{dt} \quad (4-32)$$

式中， $n_{\text{光}}$ 和 $n_{\text{电}}$ 分别为光子数和电子数，均为统计平均量。

基于基本物理学观点，一般认为 i 正比于 P ，则引入一个比例系数 D ，有

$$i(t) = DP(t) \quad (4-33)$$

式中， D 称为探测器的光电转换因子。定义

$$D = \frac{e}{h\nu} \eta \quad (4-34)$$

式中



$$\eta = \frac{dn_{\text{电}}}{dt} / \frac{dn_{\text{光}}}{dt} \quad (4-35)$$

称为探测器的量子效率，它表示探测器吸收的光子数和激发的电子数之比，是探测器基本物理性质所决定的。

将 D 的定义式代回式 (4-33)，有

$$i(t) = \frac{e\eta}{h\nu} P(t) \quad (4-36)$$

式 (4-36) 称为基本的光电转换定律，它表明：

(1) 光电探测器对入射功率有响应，响应量是光电流。因此，一个光子探测器可视为一个电流源。

(2) 因为光功率 P 正比于光电场的平方，故常常把光电探测器称为平方律探测器。或者说，光电探测器本质上是一个非线性器件。

4.2 光电探测器的性能参数

对应光电探测器按照探测原理也可以分为两大类，即光子探测型和热探测型。

光子探测型光电探测器基于光电效应原理，即利用光子本身能量激发载流子。这类探测器有一定的截止波长，只能探测短于这一波长范围的光线，但它们响应速度快，灵敏度高，使用非常广泛。

基于光热效应的热探测型光电探测器吸收光辐射能量后，并不直接引起内部电子状态的改变，而是首先将光信号的能量变化转变为自身的温度变化，然后再依赖于器件的某种温度敏感特性将温度变化转变为相应的电信号。基于光热效应的热探测型探测器对波长没有选择性，只与接收到的光辐射总量有关。热探测型探测器在一些特殊场合具有非常重要的应用价值，尤其是远红外区。但是温度的上升是热积累的作用，所以光热效应的响应速度相对较慢，而且容易受到环境温度变化的影响。

4.2.1 光电探测器的响应特性

1. 响应度 R

响应度也称灵敏度，是光电探测器输出信号与输入光功率之间关系的度量，描述的是光电探测器件的光电转换效率。响应度 R 随入射光波长的变化而变化，分为电压响应率和电流响应率。

电压响应率指光电探测器件输出电压与入射光功率之比。

$$R_u = \frac{u_o}{P_i} \quad (4-37)$$

电流响应率指光电探测器件输出电流与入射光功率之比。

$$R_i = \frac{I_o}{P_i} \quad (4-38)$$

2. 光谱响应度

光谱响应度是指探测器在波长为 λ 的单色光照射下，输出电压或电流与入射的单色光功

率之比，也称为光谱灵敏度。

$$S_V(\lambda) = \frac{V_o(\lambda)}{P_i(\lambda)} \quad (4-39)$$

$$S_I(\lambda) = \frac{I_o(\lambda)}{P_i(\lambda)} \quad (4-40)$$

若光谱响应度为常数，则相应的探测器称为无选择性探测器，如光热探测器。而光子探测器的光谱响应度则不是常数，属于选择性探测器。

光谱响应度的定义式在实际测量中是很困难的，通常使用相对光谱响应度来描述。

3. 积分响应度

积分响应度是指检测器对各种波长光连续辐射量的反应程度，它是响应度对波长的连续积分。

4. 响应时间

响应时间 τ 参数描述光电探测器对入射光响应的快慢。其中，上升时间是指入射光照射到光电探测器后，光电探测器输出上升到稳定值所需要的时间。下降时间是指入射光遮断后，光电探测器输出下降到稳定值所需要的时间。响应特性测定电路及输出波形如图 4.8 所示。

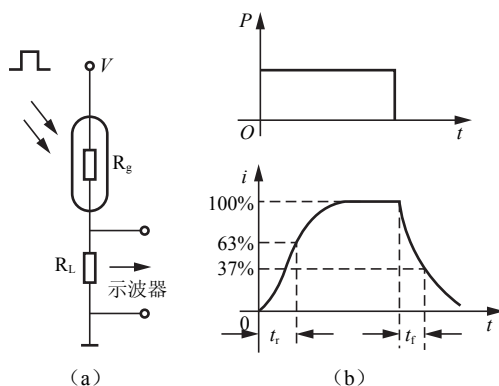


图 4.8 响应特性测定电路及输出波形

5. 频率响应

光电探测器的响应随入射光的调制频率而变化的特性称为频率响应。

由于光电探测器信号产生和消失存在着一个滞后过程，所以入射光的调制频率对光电探测器的响应会有较大的影响。

光电探测器响应率与入射调制频率的关系为

$$S(f) = \frac{S_0}{[1 + (2\pi f\tau)^2]^{1/2}} \quad (4-41)$$

式中， $S(f)$ 为调制频率为 f 时的响应率； S_0 为调制频率为零时的响应率； τ 为时间常数 ($\tau = RC$)，时间常数决定了光电探测器频率响应的带宽。

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi RC} \quad (4-42)$$



$$S(f) = \frac{S_0}{[1+(1)^2]^{1/2}} = \frac{S_0}{\sqrt{2}} = 0.707S_0 \quad (4-43)$$

式中, f_c 为上限截止频率。

4.2.2 光电探测器的噪声特性

在一定波长的光照下, 光电探测器输出的电信号并不是平直的, 而是在平均值上下随机地起伏, 它实质上就是物理量围绕其平均值的涨落现象。用数学公式描述为

$$I = \bar{i} = \frac{1}{T} \int_0^T i(t) dt \quad (4-44)$$

一般用均方噪声来表示噪声值大小

$$\overline{\Delta i(t)^2} = \frac{1}{T} \int_0^T [i(t) - \bar{i}(t)]^2 dt \quad (4-45)$$

光电探测器常见的噪声有: 热噪声、散粒噪声、产生-复合噪声、 $\frac{1}{f}$ 噪声。噪声在实际的光电探测系统中是极其有害的。由于噪声总是与有用信号混在一起, 因而影响对信号特别是微弱信号的正确探测。一个光电探测系统的极限探测能力往往受探测系统噪声的限制。所以在精密测量、通信、自动控制等领域, 减小和消除噪声是十分重要的问题。

1. 热噪声

热噪声也称为约翰逊噪声, 即载流子无规则的热运动造成的噪声。导体或半导体中每一电子都携带着电子电量作随机运动 (相当于微电脉冲), 尽管其平均值为零, 但瞬时电流扰动在导体两端会产生一个均方根电压, 称为热噪声电压。热噪声存在于任何电阻中, 热噪声与温度成正比, 与频率无关, 因此热噪声又称为白噪声。

2. 散粒噪声

入射到光探测器表面的光子是随机的, 光电子从光电阴极表面逸出是随机的, PN 结中通过结区的载流子数也是随机的, 由此造成散粒噪声。散粒噪声也是白噪声, 与频率无关。散粒噪声是光电探测器的固有特性, 如光伏器件的 PN 结势垒是产生散粒噪声的主要原因。对大多数光电探测器的研究表明: 散粒噪声具有支配地位。

3. 产生-复合噪声

半导体受光照, 载流子不断产生-复合。在平衡状态时, 在载流子产生和复合的平均数是一定的, 但在某一瞬间载流子的产生数和复合数是有起伏的, 载流子浓度的起伏引起半导体电导率的起伏, 由此造成产生-复合噪声。

4. $\frac{1}{f}$ 噪声

$\frac{1}{f}$ 噪声也称为闪烁噪声或低频噪声, 噪声的功率近似与频率成反比。多数器件的 $\frac{1}{f}$ 噪声在 200 ~ 300Hz 以上已衰减到可忽略不计。

5. 信噪比

信噪比是判定噪声大小的参数。

它是负载电阻上信号功率与噪声功率之比：

$$\frac{S}{N} = \frac{P_S}{P_N} = \frac{I_S^2 R_L}{I_N^2 R_L} = \frac{I_S^2}{I_N^2} \quad (4-46)$$

式中，S 下标表示信号值，N 下标表示噪声值。

若用分贝（dB）表示，为

$$\left(\frac{S}{N}\right) = 10 \lg \frac{I_S^2}{I_N^2} = 20 \lg \frac{I_S}{I_N} \quad (4-47)$$

6. 通量阈 P_{th} 和噪声等效功率 (NEP)

通量阈是指探测器所能探测的最小光信号功率，以 P_{th} 表示。

噪声等效功率（NEP）是指信号功率与噪声功率比为 1（SNR=1）时，入射到探测器件上的辐射通量（单位为 W）。

这时，投射到探测器上的辐射功率所产生的输出电压（或电流）等于探测器本身的噪声电压（或电流）：

$$NEP = \frac{\Phi_e}{SNR} \quad (W) \quad (4-48)$$

一般一个良好的探测器件的 NEP 约为 $10^{-11} W$ 。

NEP 越小，噪声越小，器件的性能越好。

噪声等效功率是一个可测量的量。

设入射辐射的功率为 P ，测得的输出电压为 U_0 ，然后除去辐射源，测得探测器的噪声电压为 U_N ，则按比例计算，要使 $U_0 = U_N$ 的辐射功率为

$$NEP = \frac{P}{\left(\frac{U_0}{U_N}\right)^2} \quad (W) \quad (4-49)$$

7. 探测率与归一化探测率

探测率 D 定义为噪声等效功率的倒数。

$$D = \frac{1}{NEP} \quad (4-50)$$

经过分析，发现 NEP 与检测元件的面积 A_d 和放大器带宽 Δf 乘积的平方根成正比。

归一化探测率 D^* ，即

$$D^* = \frac{1}{NEP^*} = D \cdot (A_d \Delta f)^{1/2} \quad (4-51)$$

D^* 与探测器的敏感面积、放大器的带宽无关。

4.2.3 光电探测器的量子效率

量子效率指在某一特定波长上，每秒钟内产生的光电子数与入射光量子数之比。量子效



率是一个微观参数,量子效率越高越好。对理想的探测器,入射一个光子发射一个电子, $\eta=1$;实际上, $\eta<1$ 。

量子效率与响应度的关系为

$$\eta(\lambda) = \frac{I/q}{P/h\nu} = \frac{S(\lambda)}{q} h\nu \quad (4-52)$$

式中, I/q 为每秒产生的光子数, $P/h\nu$ 为每秒入射的光子数。

光谱量子效率为

$$\eta_\lambda = \frac{hc}{e\lambda} R_{i\lambda} \quad (4-53)$$

式中, c 为材料中的光速。

4.2.4 光电探测器的其他参数

光电探测器还有其他一些特性,如线性度、工作温度、光敏面积、探测器电阻、电容等。它们限制了探测器的工作条件,使用时应该特别注意。

1. 线性度

线性度是描述光电探测器输出信号与输入信号保持线性关系的程度。

在某一范围内探测器的响应度是常数,称这个范围为线性区。

非线性误差定义为

$$\delta = \frac{\Delta_{\max}}{I_{\max} - I_{\min}} \quad (4-54)$$

式中, Δ_{\max} 为实际响应曲线与拟合曲线之间的最大偏差; I_{\max} 和 I_{\min} 分别为线性区中最大和最小响应值。

2. 工作温度

工作温度就是指光电探测器最佳工作状态时的温度。在不同温度下,光电探测器性能有变化。例如,半导体光电器件的长波限和峰值波长会随温度而变化;热电器件的响应度和热噪声会随温度而变化。

4.3 光敏电阻

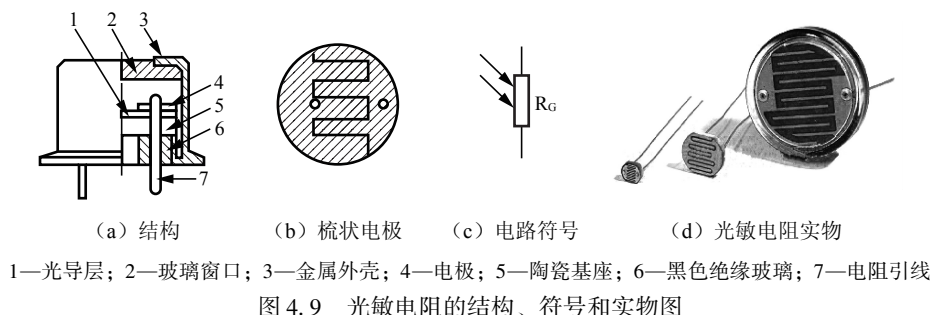
4.3.1 光敏电阻的结构与原理

光敏电阻又称光导管或光电导探测器,为纯电阻元件,其工作原理基于光电导效应,其阻值随光照增强而减小。光敏电阻具有很高的灵敏度、很好的光谱特性,光谱响应范围从紫外区到红外区,而且其体积小、重量轻、性能稳定、价格便宜,因此应用比较广泛。

1. 光敏电阻的结构

光敏电阻的结构如图4.9所示。光敏电阻管芯是一块安装在绝缘衬底上带有两个欧姆接触电极的光电导体。由于光电导体吸收光子而产生的光电效应只限于光照的表面薄层,因此

光电导体一般都做成薄层。由于光电导灵敏度随光敏电阻两电极间距的减小而增大，因此，为了获得高的灵敏度，光敏电阻的电极一般采用梳状图案。它是在一定的掩膜下向光电导薄膜上蒸镀金或钢等金属形成的。这种梳状电极，由于在间距很近的电极之间有可能采用大的极板面积，所以提高了光敏电阻的灵敏度。光敏电阻的灵敏度易受湿度的影响，因此要将光电导体严密封装在玻璃壳体中。



2. 光敏电阻的主要参数和基本特性

(1) 暗电阻、亮电阻、光电流。光敏电阻在室温、全暗（无光照射）环境下经过一定时间测量的电阻值，称为暗电阻。此时在给定电压下流过的电流，称为暗电流。光敏电阻在某一光照下的阻值，称为该光照下的亮电阻。此时流过的电流，称为亮电流。亮电流与暗电流之差，称为光电流。

光敏电阻的暗电阻越大，亮电阻越小则性能越好。也就是说，暗电流越小，光电流越大，这样的光敏电阻灵敏度高。实用的光敏电阻的暗电阻往往超过 $1\text{M}\Omega$ ，甚至高达 $100\text{M}\Omega$ ，而亮电阻则在几千欧姆以下，暗电阻与亮电阻之比在 $10^2 \sim 10^6$ 之间，可见光敏电阻的灵敏度很高。

(2) 光照特性。图 4.10 所示为硫化镉（CdS）光敏电阻的光照特性。它是在一定外加电压下，光敏电阻的光电流和光通量之间的关系。不同类型光敏电阻光照特性不同，但光照特性曲线均呈非线性。因此它不宜作为定量检测元件，一般在自动控制系统中用作光电开关。

(3) 光谱特性。光谱特性与光敏电阻的材料有关。从图 4.11 中可知，硫化铅光敏电阻在较宽的光谱范围内均有较高的灵敏度，峰值在红外区域；硫化镉、硒化镉的峰值在可见光区域。因此，在选用光敏电阻时，应把光敏电阻的材料和光源的种类结合起来考虑，才能获得满意的效果。

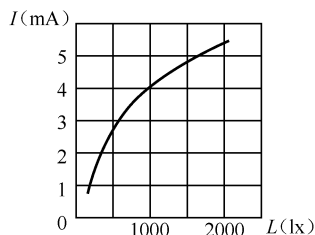


图 4.10 硫化镉光敏电阻的光照特性

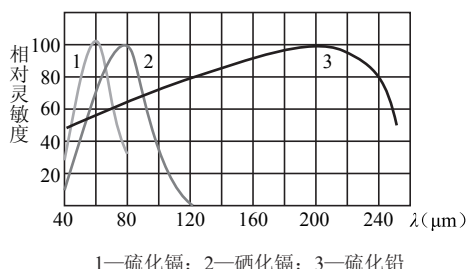


图 4.11 光敏电阻的光谱特性

(4) 伏安特性。在一定照度下，加在光敏电阻两端的电压与电流之间的关系称为光敏电阻的伏安特性。图 4.12 中曲线 1、2 分别表示照度为零及照度为某定值时的伏安特性。



由曲线可知,在给定偏压下,光照度越大,光电流也越大。在一定的光照度下,所加的电压越大,光电流越大,而且无饱和现象。但是电压不能无限地增大,因为任何光敏电阻都受额定功率、最高工作电压和额定电流的限制。超过最高工作电压和最大额定电流,可能导致光敏电阻永久性损坏。

(5) 频率特性。当光敏电阻受到脉冲光照射时,光电流要经过一段时间才能达到稳定值,而在停止光照后,光电流也不立刻为零,这称为光敏电阻的惰性或时延特性。由于不同材料的光敏电阻时延特性不同,所以它们的频率特性也不同,如图 4.13 所示。硫化铅的使用频率比硫化镉高得多,但多数光敏电阻的时延都比较大,所以,它不能用在要求快速响应的场合。

(6) 稳定性。图 4.14 中曲线 1、2 分别表示两种型号 CdS 光敏电阻的稳定性。

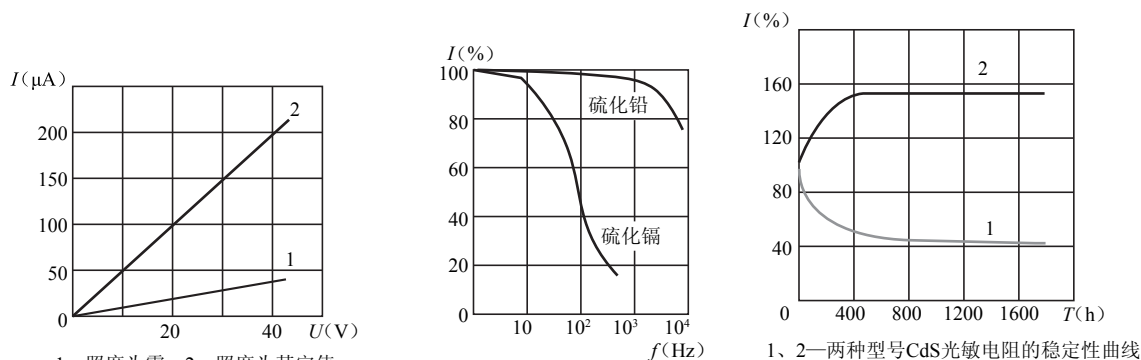


图 4.12 光敏电阻的伏安特性曲线 图 4.13 光敏电阻的频率特性曲线 图 4.14 光敏电阻的稳定性曲线

初制成的光敏电阻,由于体内机构工作不稳定,以及电阻体与其介质的作用还没有达到平衡,所以性能是不够稳定的。但在人为地加温、光照及加负载情况下,经 1~2 周的老化,性能可达稳定。光敏电阻在开始一段时间的老化过程中,有些样品阻值上升,有些样品阻值下降,但最后达到一个稳定值后就不再变了。这就是光敏电阻的主要优点。光敏电阻的使用寿命在密封良好、使用合理的情况下,几乎是无限长的。

(7) 温度特性。光敏电阻性能(灵敏度、暗电阻)受温度的影响较大。随着温度的升高,暗电阻和灵敏度下降,如图 4.15 (a) 所示;光谱特性曲线的峰值向波长短的方向移动,如图 4.15 (b) 所示。有时为了提高灵敏度,或为了能够接收远红外光等较长波段的辐射,将元件降温使用。例如,可利用制冷器使光敏电阻的温度降低。

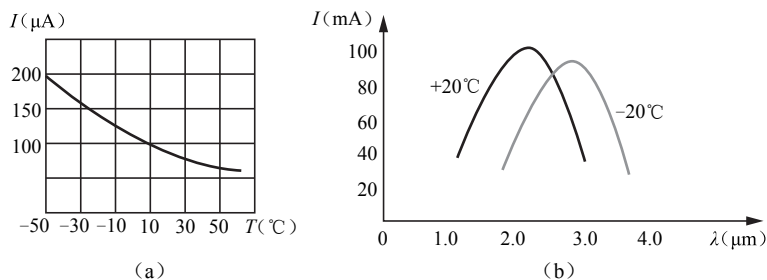


图 4.15 光敏电阻的温度特性曲线

4.3.2 光敏电阻的应用

如果把光敏电阻连接到外电路中，在外加电压的作用下，用光照射就能改变电路中电流的大小，其测量电路如图 4.16 所示。

【例 4-1】 照明灯的光电控制电路。

如图 4.17 所示为一种最简单的由光敏电阻作为光电敏感器件的照明灯光电自动控制电路。

它由三部分构成：半波整流滤波电路、测光与控制的电路、执行电路。

设使照明灯点亮的光照度为 E_v ，继电器绕组的直流电阻为 R_j ，使继电器吸合的最小电流为 I_{\min} ，光敏电阻的光电导灵敏度为 S_g ，暗电导 $g_0=0$ ，则

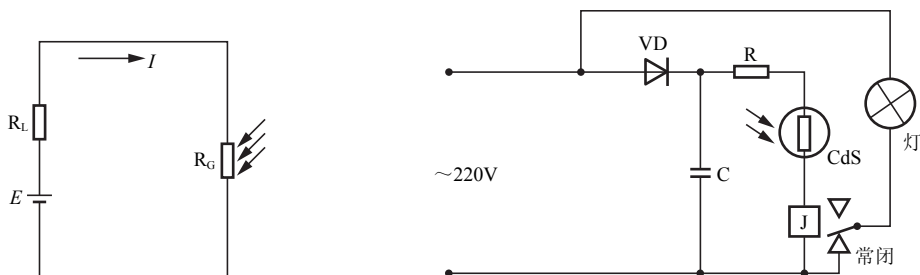


图 4.16 光敏电阻的基本测量电路

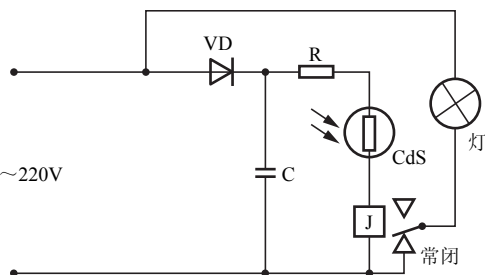


图 4.17 照明灯的光电控制电路

$$E_v = \frac{\frac{U}{I_{\min}} - (R + R_j)}{S_g} \quad (4-55)$$

显然，这种最简单的光电控制电路还有很多缺点，还需要改进。在实际应用中常常要附加其他电路，如楼道照明灯常配加声控开关或微波等接近开关，使得在有人活动时照明灯才被点亮；而路灯光电控制器则要增加防止闪电光辐射或人为的光源（如手电筒光等）对控制电路的干扰措施。

4.4 光 电 池

4.4.1 光电池的结构与特性

光电池是利用光生伏特效应将光直接转变成电能的器件，是发电式有源元件。由于它可把太阳能直接变为电能，因此又称为太阳能电池。它有较大面积的 PN 结，当光照射在 PN 结上时，在结的两端出现电动势。

光电池的命名方式是把光电池的半导体材料的名称冠于光电池之前，如硒光电池、砷化镓光电池、硅光电池等。目前，应用最广、最有发展前途的是硅光电池。

硅光电池有两种类型：一种是以 P 型硅为衬底的 N 掺杂 PN 结，称为 2DR 系列；另一种是以 N 型硅为衬底的 P 掺杂 PN 结，称为 2CR 系列。一般硅光电池的开路电压约为 0.55V，短路电流为 $35 \sim 40 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ，转换效率一般在 10% 左右，光谱响应峰值在 $0.7 \sim 0.9 \mu\text{m}$ ，响应范围为 $0.4 \sim 1.1 \mu\text{m}$ ，响应时间为 $10^{-3} \sim 10^{-9} \text{ s}$ 。



硒光电池光电转换效率低（约 0.02%）、寿命短，但适于接收可见光（响应峰值波长 560nm）。砷化镓光电池转换效率比硅光电池稍高，光谱响应特性与太阳光谱最吻合，且工作温度最高，更耐受宇宙射线的辐射。因此，它在宇宙飞船、卫星、太空探测器等电源方面的应用很有发展前途。

1. 光电池的结构和工作原理

硅光电池的结构如图 4.18 (a) 所示。它是在一块 N 型硅片上用扩散的办法掺入一些 P 型杂质（如硼）形成 PN 结。当光照到 PN 结区时，如果光子能量足够大，将在结区附近激发出电子-空穴对，在 N 区聚积负电荷，P 区聚积正电荷，这样 N 区和 P 区之间出现电位差。若将 PN 结两端用导线连起来，如图 4.18 (b) 所示，电路中即有电流流过，电流的方向由 P 区流经外电路至 N 区。若将外电路断开，就可测出光生电动势。光电池符号、基本电路及等效电路如图 4.19 所示。

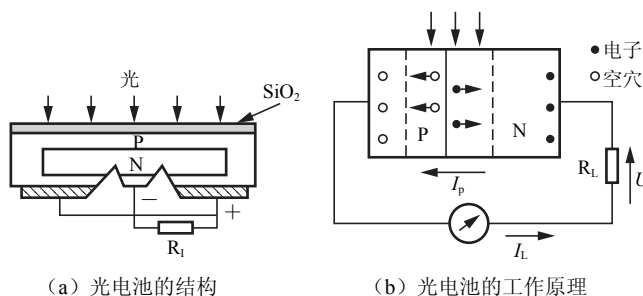


图 4.18 光电池的结构和工作原理

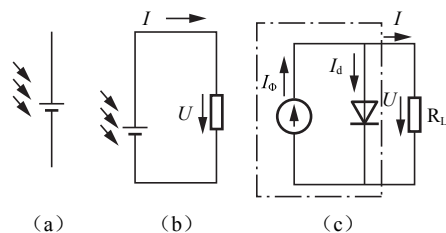


图 4.19 光电池符号、基本电路及等效电路

2. 基本特性

(1) 伏安特性。当光作用于 PN 结时，耗尽区内的光生电子与空穴在内建电场力的作用下分别向 N 区和 P 区运动，在闭合的电路中 will 产生如图所示的输出电流 I_L ，且负载电阻 R_L 上产生电压降为 U 。显然，PN 结获得的偏置电压 U 与光电池输出电流 I_L 、负载电阻 R_L 有关，即

$$U = I_L R_L \quad (4-56)$$

当以输出电流 I_L 的方向为电流和电压的正方向时，可以得到如图 4.20 所示的伏安特性曲线。

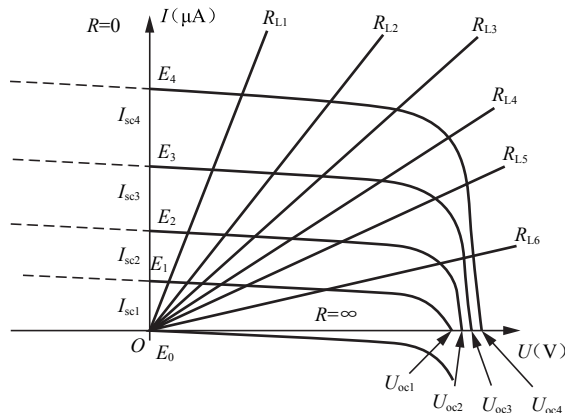


图 4.20 光电池的伏安特性曲线

从光电池的伏安特性曲线可以看出, 负载电阻 R_L 所获得的功率为

$$P_L = UI_L = I_L^2 R_L \quad (4-57)$$

其中, 光电池输出电流 I_L 应包括光生电流 I_p 、扩散电流与暗电流三部分, 即

$$I_L = I_p - I_d \left(e^{\frac{qI_L R_L}{kT}} - 1 \right) \quad (4-58)$$

(2) 输出功率。显然, 负载电阻 R_L 所获得的功率 P_L 与负载电阻的阻值有关。

当 $R_L = 0$ (电路为短路) 时, $U = 0$, 输出功率 $P_L = 0$;

当 $R_L = \infty$ (电路为开路) 时, $I_L = 0$, 输出功率 $P_L = 0$;

当 $0 < R_L < \infty$ 时, 输出功率 $P_L > 0$ 。

显然, 存在着最佳负载电阻 R_{opt} , 在最佳负载电阻情况下负载可以获得最大的输出功率 P_{max} 。可以通过求关于 R_L 的 1 阶导数, 当 $R_L = R_{opt}$ 时, 求得最佳负载电阻 R_{opt} 的阻值。

在实际工程计算中, 常通过分析图 4.20 所示的伏安特性曲线得到经验公式, 即当负载电阻为最佳负载电阻时, 输出电压

$$U = U_m = (0.6 \sim 0.7) U_{oc} \quad (4-59)$$

而此时的输出电流近似等于光电流, 即

$$I_m = I_p = \frac{\eta q \lambda}{hc} (1 - e^{-\alpha d}) \Phi_{e,\lambda} = S_I \Phi_{e,\lambda} \quad (4-60)$$

式中, S_I 为硅光电池的电流灵敏度。

硅光电池的最佳负载电阻 R_{opt} 为

$$R_{opt} = \frac{U_m}{I_m} = \frac{(0.6 \sim 0.7) U_{oc}}{S_I \Phi_{e,\lambda}} \quad (4-61)$$

从上式可以看出, 硅光电池的最佳负载电阻 R_{opt} 与入射辐射通量有关, 它随入射辐射通量的增加而减小。

负载电阻所获得的最大功率为

$$P_m = I_m U_m = (0.6 \sim 0.7) U_{oc} I_p \quad (4-62)$$

(3) 转换效率。光电池的输出功率与入射辐射通量之比, 定义为光电池的光电转换效率, 记为 η 。当负载电阻为最佳负载电阻 R_{opt} 时, 光电池输出最大功率 P_m 与入射辐射通量之比定义为光电池的最大光电转换效率, 记为 η_m 。

显然, 光电池的最大光电转换效率 η_m 为

$$\eta_m = \frac{P_m}{\Phi_e} = \frac{(0.6 \sim 0.7) q U_{oc} \int_0^\infty \lambda \eta_\lambda \Phi_{e,\lambda} (1 - e^{-\alpha d}) d\lambda}{hc \int_0^\infty \Phi_{e,\lambda} d\lambda} \quad (4-63)$$

式中, η_λ 是与材料有关的光谱光电转换效率, 表明光电池的最大光电转换效率与入射光的波长及材料的性质有关。

常温下, 砷化镓光电池转换效率最高, 为 22% ~ 28%。而在实际工程应用中, 因为时间器件的光敏面总存在一定的反射损失、漏电导和串联电阻影响等, 实际使用效率只能达到 10% ~ 15%。

(4) 光照特性。光电池的光照特性曲线如图 4.21 所示, 开路电压曲线是表示光生电动势与照度之间关系的曲线, 当照度为 2 000lx 时趋向饱和。短路电流曲线表示光电流与照度之间的关系。短路电流指外接负载相对于光电池内阻很小的条件下的输出电流。



光电池在不同照度下,其内阻也不同,因而应选取适当的外接负载近似地满足“短路”条件。图 4.22 所示为硒光电池接不同负载电阻时的光照特性曲线。曲线表明,负载电阻 R_L 越小,光电流与强度的线性关系越好,线性范围越宽。

(5) 光谱特性。光电池的光谱特性取决于材料。从图 4.23 所示的曲线可看出,硒光电池在可见光谱范围内有较高的灵敏度,峰值波长在 540nm 附近,适宜测可见光。硅光电池应用的范围为 400 ~ 1100nm,峰值波长在 850nm 附近,因此硅光电池可以在很宽的范围内应用。

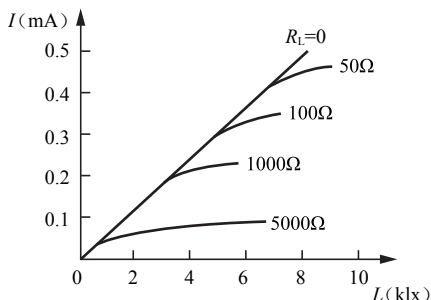


图 4.22 负载对光电池输出性能的影响

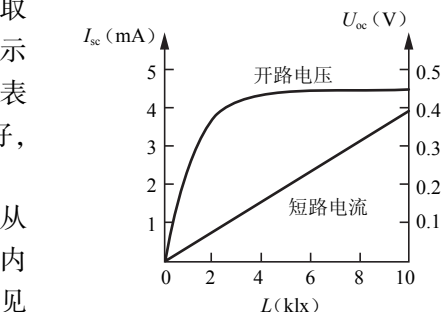


图 4.21 硅光电池的光照特性曲线

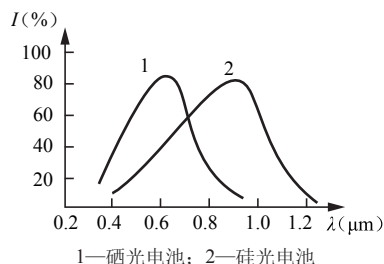


图 4.23 光电池的光谱特性曲线

(6) 频率特性。光电池作为测量、计数、接收元件时常用调制光输入。光电池的频率响应就是指输出电流随调制光频率变化的关系。由于光电池 PN 结面积较大,极间电容大,故频率特性较差。图 4.24 所示为光电池的频率响应曲线。由图可知,硅光电池具有较好的频率响应特性,硒光电池则较差。

(7) 温度特性。光电池的温度特性是指开路电压和短路电流随温度变化的关系。由图 4.25 可见,开路电压与短路电流均随温度而变化,它将引起应用光电池的仪器设备的温度漂移,使精度下降,因此,当光电池作为测量元件时,最好能保持温度恒定,或采取温度补偿措施。

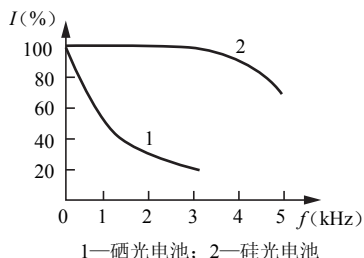


图 4.24 光电池的频率响应曲线

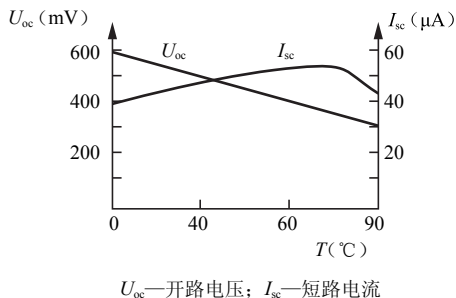


图 4.25 硅光电池的温度特性曲线

4.4.2 光电池的应用

光电池主要有两大类型的应用:

一是将光电池作为光伏器件使用,利用光伏作用直接将太阳能转换成电能,即太阳能电

池。这是全世界范围内人们所追求、探索新能源的一个重要研究课题。太阳能电池已在宇宙开发、航空、通信设施、太阳电池地面发电站、日常生活和交通事业中得到广泛应用。目前太阳电池发电成本尚不能与常规能源竞争,但是随着太阳电池技术的不断发展,成本会逐渐下降,太阳电池定将获得更广泛的应用。

二是将光电池作为光电转换器件应用,需要光电池具有灵敏度高、响应时间短等特性,但不必要具有像太阳能电池那样的光电转换效率。这一类光电池需要特殊的制造工艺,主要用于光电检测和自动控制系统中。

光电池应用举例如下:

1. 太阳能电池电源

太阳能电池电源系统主要由太阳能电池方阵、蓄电池组、调节控制器和阻塞二极管组成。如果还需要向交流负载供电,则加一个直流-交流变换器,太阳能电池电源系统框图如图 4.26 所示。

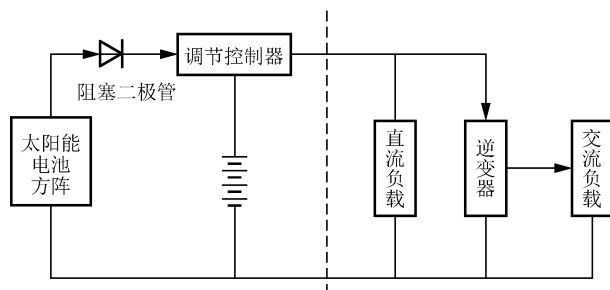


图 4.26 太阳能电池电源系统框图

太阳能电池方阵是将太阳辐射直接转换为电能的发电装置,根据输出功率和电压的要求,可以选用若干片性能相近的单体太阳能电池,经串联、并联后封装成一个可以单独使用的太阳能电池组件。然后,由多个这样的组件经串联、并联后构成一个阵列。在有阳光照射时,太阳能电池方阵发电并对负载供电,同时,也可以对蓄电池组供电,储存电能,以便在无阳光照射时使用。

现代光伏技术可直接将太阳的光能转换为电能,用此技术制作的光电池使用方便,特别是近年来微小型半导体逆变器迅速发展,促使其应用更加快捷。美、日、欧和发展中国家都制订出庞大的光伏技术发展计划,开发方向是大幅度提高光电池转换效率和稳定性,降低成本,不断扩大产业。目前已有 80 多个国家和地区形成商业化、半商业化生产能力,年均增长达 16%,市场开拓从空间转向地面系统应用,甚至用于驱动交通工具。据报道,全球发展、建造太阳能住宅(光电池作为屋顶、外墙、窗户等建材用)投资规模早已突破千亿美元,光伏技术制作的光电池有望成为 21 世纪的新能源。

2. 光电池在光电检测和自动控制方面的应用

光电池作为光电探测器使用时,其基本原理与光敏二极管相同,但它们的基本结构和制造工艺不完全相同。由于光电池工作时不需要外加电压;光电转换效率高,光谱范围宽,频率特性好,噪声低等,它已广泛地用于光电读出、光电耦合、光栅测距、激光准直、电影还音、紫外光监视器和燃气轮机的熄火保护装置等。



光电池在检测和控制方面应用中的几种基本电路如图 4.27 ~ 图 4.30 所示。

图 4.27 所示为光电池构成的光电跟踪电路，用两只性能相似的同类光电池作为光电接收器件。当入射光通量相同时，执行机构按预定的方式工作或进行跟踪。当系统略有偏差时，电路输出差动信号带动执行机构进行纠正，以此达到跟踪的目的。

图 4.28 所示电路为光电开关，多用于自动控制系统中。无光照时，系统处于某一工作状态，如通态或断态。当光电池受光照射时，产生较高的电动势，只要光强大于某一设定的阈值，系统就改变工作状态，达到开关目的。

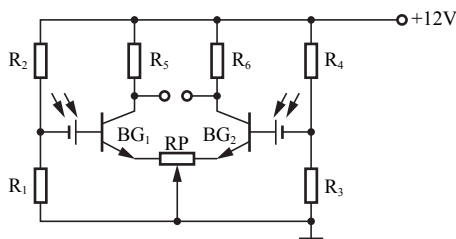


图 4.27 光电跟踪电路

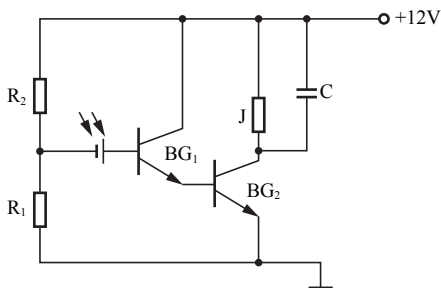


图 4.28 光电开关

图 4.29 所示为光电池触发电路。当光电池受光照射时，使单稳态或双稳态电路的状态翻转，改变其工作状态或触发器件（如可控硅）导通。

图 4.30 所示为光电池放大电路。在测量溶液浓度、物体色度、纸张的灰度等场合，可用该电路作为前置级，把微弱光电信号进行线性放大，然后带动指示机构或二次仪表进行读数或记录。

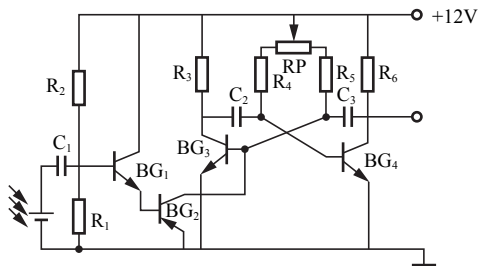


图 4.29 光电池触发电路

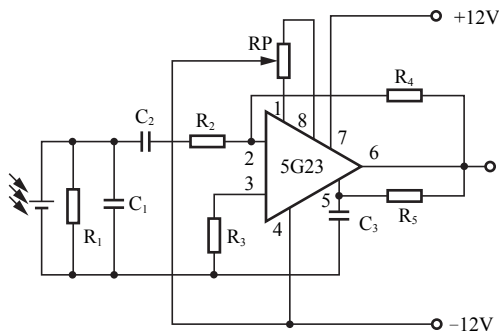


图 4.30 光电池放大电路

在实际应用中，主要利用光电池的光照特性、光谱特性、频率特性和温度特性等，通过基本电路与其他电子线路的组合可实现自动控制的目的。

4.5 光电二极管

4.5.1 光电二极管的结构和特性

1. 光电二极管的原理和结构

光电二极管（PD）和光电池一样，其基本结构也是一个 PN 结。它和光电池相比，重要

的不同点是结面积小，因此它的频率特性特别好。普通光电二极管的频率响应时间达 $10\mu\text{s}$ ，高于光敏电阻和光电池。光电二极管的光生电势与光电池相同，但输出电流普遍比光电池小，一般为几 μA 到几十 μA 。按材料分，光电二极管有硅、砷化镓、铟化镓光电二极管等许多种。按结构分，有同质结与异质结之分。其中最典型的是同质结硅光电二极管。

国产硅光电二极管按衬底材料的导电类型不同，分为 2CU 和 2DU 两种系列。2CU 系列以 N-Si 为衬底，2DU 系列以 P-Si 为衬底。2CU 系列的光电二极管只有两条引线，而 2DU 系列的光电二极管有三条引线。

如图 4.31 (a) 所示为 2DU 型光电二极管的结构原理图。

如图 4.31 (b) 所示为光电二极管的工作原理图。

如图 4.31 (c) 所示为光电二极管的电路符号，其中的小箭头表示正向电流的方向（普通整流二极管中规定的正方向），光电流的方向与之相反。图中的前极为光照面，后极为背光面。

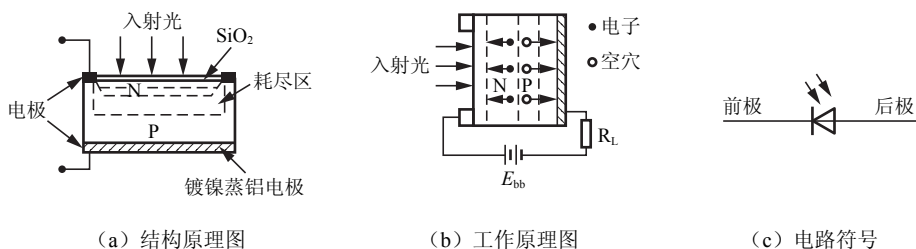


图 4.31 光电二极管结构原理、工作原理及电路符号

光电二极管的结构与一般二极管相似，装在透明玻璃外壳中，其 PN 结装在管顶，可直接受到光照射。光电二极管在电路中一般是处于反向工作状态，如图 4.32 所示。

当没有光照射时，光电二极管处于截止状态，反向电阻很大。这时只有少数载流子在反向偏压的作用下，渡越阻挡层形成微小的反向电流即暗电流；受光照射时，PN 结附近受光子轰击，吸收其能量而产生电子-空穴对，从而使 P 区和 N 区的少数载流子浓度大大增加，因此在外加反向偏压和内电场的作用下，P 区的少数载流子渡越阻挡层进入 N 区，N 区的少数载流子渡越阻挡层进入 P 区，从而使通过 PN 结的反向电流大为增加，这就形成了光电流。

2. 光电二极管的电流方程

在无辐射作用的情况下（暗室中），PN 结硅光电二极管的正、反向特性与普通 PN 结二极管的特性一样，如图 4.33 所示。其电流方程为

$$I = I_D (e^{\frac{qU}{kT}} - 1) \quad (4-64)$$

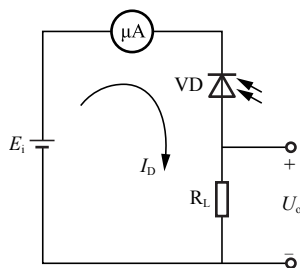


图 4.32 光电二极管基本应用电路

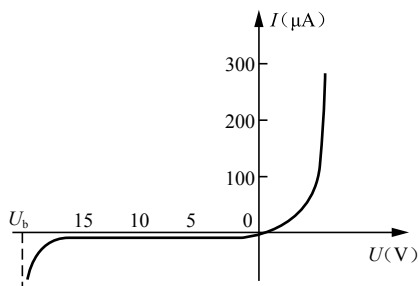


图 4.33 硅光电二极管的伏安特性



I_d 为 U 为负值 (反向偏置时) 且 $|U| \gg \frac{kT}{q}$ 时 (室温下 $\frac{kT}{q} \approx 0.26\text{mV}$, 很容易满足这个条件) 的电流, 称为反向电流或暗电流。

当光辐射作用到光电二极管上时, 光电二极管的全电流方程为

$$I = -\frac{\eta q \lambda}{hc} (1 - \exp(-\alpha d)) \Phi_{e,\lambda} + I_d (1 - \exp(qU/kT)) \quad (4-65)$$

式中, η 为光电材料的光电转换效率, α 为该材料对光的吸收系数。

3. 基本特性

普通二极管工作在正向电压大于 0.7V 的情况下, 而光电二极管则必须工作在这个电压以下, 否则, 不会产生光电效应。

(1) 灵敏度。定义光电二极管的电流灵敏度为入射到光敏面上辐射量的变化 (例如通量变化 $d\Phi$) 引起电流变化 dI 与辐射量变化 $d\Phi$ 之比。

$$S_I = \frac{dI}{d\Phi} = \frac{\eta q \lambda}{hc} (1 - e^{-\alpha d}) \quad (4-66)$$

显然, 当某波长 λ 的辐射作用于光电二极管时, 其电流灵敏度为与材料有关的常数, 表征光电二极管的光电转换特性的线性关系。必须指出, 电流灵敏度与入射辐射波长 λ 的关系是复杂的, 定义光电二极管的电流灵敏度时通常定义其峰值响应波长的电流灵敏度为光电二极管的电流灵敏度。在式 (4-65) 中, 表面上看它与波长 λ 成正比, 但是, 材料的吸收系数 α 还隐含着与入射辐射波长的关系。

光电二极管输出特性曲线如图 4.34 所示。

(2) 光谱响应。光电二极管的光谱响应定义为以等功率的不同单色辐射波长的光作用于光电二极管时, 其响应程度或电流灵敏度与波长的关系称为其光谱响应。

图 4.35 所示为几种典型材料的光电二极管光谱响应曲线。典型硅光电二极管光谱响应长波限为 $1.1\mu\text{m}$ 左右, 短波限接近 $0.4\mu\text{m}$, 峰值响应波长为 $0.9\mu\text{m}$ 左右。

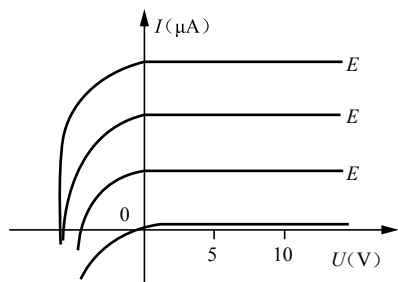


图 4.34 光电二极管输出特性曲线

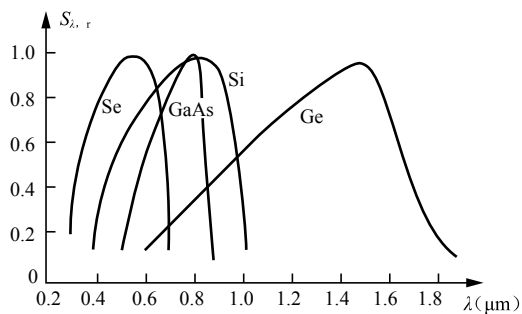


图 4.35 典型材料的光电二极管光谱响应曲线图

(3) 伏安特性。图 4.36 所示为硅光电二极管的伏安特性曲线, 横坐标表示所施加的反向电压。当光照时, 反向电流随着光照强度的增大而增大, 在不同的照度下, 伏安特性曲线几乎平行, 所以只要光电流没达到饱和值, 它的输出实际上不受电压大小的影响。

(4) 光照特性。光电二极管的光电流 I 与照度之间呈线性关系, 如图 4.37 所示, 所以光电二极管特别适合检测等方面的应用。

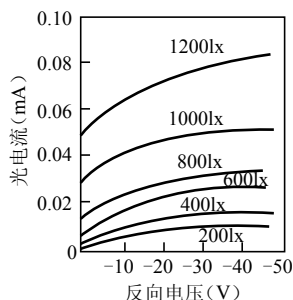


图 4.36 硅光电二极管的伏安特性曲线

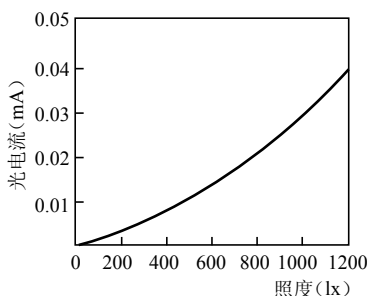


图 4.37 硅光电二极管的光照特性曲线

(5) 时间响应。以 f 频率调制的辐射作用于 PN 结硅光电二极管光敏面时, PN 结硅光电二极管的电流产生要经过下面三个过程:

- ① 在 PN 结区内产生的光生载流子渡越结区的时间, 称为漂移时间, 记为 τ_{dr} ;
- ② 在 PN 结区外产生的光生载流子扩散到 PN 结区内所需要的时间, 称为扩散时间, 记为 τ_p ;
- ③ 由 PN 结电容 C_j 和管芯电阻 R_i 及负载电阻 R_L 构成的 RC 延迟时间 τ_{RC} 。

设载流子在结区内的漂移速度为 v_d , PN 结区的宽度为 W , 载流子在结区内的最长漂移时间为

$$\tau_{dr} = \frac{W}{v_d} \quad (4-67)$$

一般的 PN 结硅光电二极管, 内电场强度 E_i 都在 10^5 V/cm 以上, 载流子的平均漂移速度要高于 10^7 cm/s , PN 结区的宽度常在 $100 \mu\text{m}$ 左右, 由式 (4-67) 可知漂移时间为 ns 数量级。

对于 PN 结硅光电二极管, 入射辐射在 PN 结势垒区以外激发的光生载流子必须经过扩散运动到势垒区内才能在内建电场作用, 并分别拉向 P 区与 N 区。载流子的扩散运动往往很慢, 因此, 扩散时间 τ_p 很长, 约为 100 ns , 它是限制 PN 结硅光电二极管时间响应的主要因素。

另一个因素是由 PN 结电容 C_j 和管芯电阻 R_i 及负载电阻 R_L 构成的时间常数 τ_{RC} , τ_{RC} 为

$$\tau_{RC} = C_j(R_i + R_L) \quad (4-68)$$

普通 PN 结硅光电二极管的管芯内阻 R_i 约为 250Ω , PN 结电容 C_j 常为几个 pF, 在负载电阻 R_L 低于 500Ω 时, 时间常数也在 ns 数量级。但是, 当负载电阻 R_L 很大时, 时间常数将成为影响硅光电二极管时间响应的一个重要因素, 应用时必须注意。

由以上分析可见, 影响 PN 结硅光电二极管时间响应的主要因素是 PN 结区外载流子的扩散时间 τ_p , 如何扩展 PN 结区是提高硅光电二极管时间响应的重要措施。增高反向偏置电压会提高内建电场的强度, 扩展 PN 结的耗尽区, 但是反向偏置电压的提高也会加大结电容, 使 RC 时间常数 τ_{RC} 增大。因此, 必须从 PN 结的结构设计方面考虑如何在不使偏压增大的情况下使耗尽区扩展到整个 PN 结器件, 才能消除扩散时间。

(6) 噪声。光电二极管的噪声包含低频噪声 I_{nf} 、散粒噪声 I_{ns} 和热噪声 I_{nT} 三种噪声。其中, 散粒噪声是光电二极管的主要噪声, 低频噪声和热噪声为其次要因素。

散粒噪声是由于电流在半导体内的散粒效应引起的, 它与电流的关系为

$$I_{ns}^2 = 2qI\Delta f \quad (4-69)$$

光电二极管的电流应包括暗电流 I_d 、信号电流 I_s 和背景辐射引起的背景光电流 I_b , 因此



散粒噪声应为

$$I_{ns}^2 = 2q(I_d + I_s + I_b) \Delta f \quad (4-70)$$

根据电流方程, 并考虑反向偏置情况、光电二极管电流与入射辐射的关系, 得到

$$I_{ns}^2 = \frac{2q^2 \eta \lambda (\Phi_s + \Phi_b)}{hc} \Delta f + 2qI_d \Delta f \quad (4-71)$$

目前, 用来制造 PN 结型光电二极管的半导体材料主要有硅、锗、硒和砷化镓等, 用不同材料制造的光电二极管具有不同的特性。

4.5.2 光电二极管的应用

由前面介绍可知, 光电二极管的光电流 I 与照度之间呈线性关系, 所以光电二极管特别适合检测等方面的应用。

【例 4-2】 光电数字式转速表的使用。

图 4.38 所示为光电数字式转速表的工作原理图。

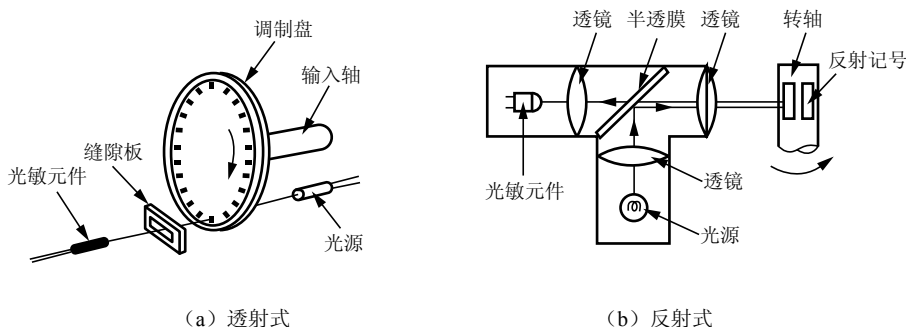


图 4.38 光电数字式转速表的工作原理图

图 4.38 (a) 所示是在待测转速轴上固定一带孔的转速调制盘, 光源发出的光透过盘上小孔到达光电二极管上, 光电二极管输出电信号经过放大整形电路后, 输出相应数量的电脉冲信号。图 4.38 (b) 所示为反射式光电转速传感器原理图, 它是在待测转速的轴上固定一个圆周边涂上黑白相间条纹的圆盘。当转轴转动时, 由于条纹不同的反射率, 反光与不反光交替出现, 光电敏感器件间断地接收光的反射信号, 转换为电脉冲信号。

如果调制盘转动一周产生 Z 个脉冲, 测量电路计数时间为 T (s), 被测转速为 N (r/min), 则计数值 C 为

$$C = \frac{ZTN}{60} \quad (4-72)$$

为了能从读数 C 直接读转速 N 值, 一般取 $ZT = 60 \times 10^n$ ($n = 1, 2, \dots$)。

4.6 其他光电管

4.6.1 光电管

外光电效应器件一般都是真空的或充气的光电器件, 有光电管和光电倍增管。

1. 光电管的结构与工作原理

光电管有真空光电管和充气光电管两类。两者基本结构相似，由一个阴极和一个阳极构成，并且密封在一只玻璃管内。基本结构如图 4.39 所示。

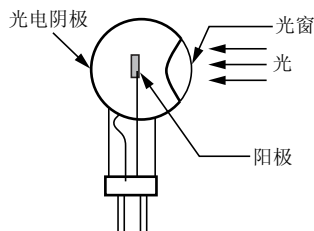


图 4.39 光电管基本结构

光电管的阴极装在玻璃管内壁上，其上涂有光电发射材料。阳极通常用金属丝弯曲成矩形或圆形，置于玻璃管的中央。在阳极与阴极间施加电压，当有满足波长条件的光照射阴极时，就会有电子发射，在两极间及外电路中形成电流。

为了获得高灵敏度的光电管，可在真空光电管中充入低压惰性气体，这便是充气光电管。充气光电管中的光电子向阳极加速运动过程中，撞击惰性气体，使其电离成正、负离子，正离子向阴极运动，负离子向阳极运动，运动过程中再度加速，并撞击其他惰性气体分子电离，因而在同样的光通量照射下，充气光电管的光电流比真空光电管大，灵敏度得到改善。

充气光电管的灵敏度虽较真空光电管高，但稳定性差，线性不好，暗电流也大，噪声高，响应时间长，因此已逐渐被性能更优良的光电倍增管代替。

2. 基本特性

光电管的主要性能包括伏安特性、光照特性、光谱特性、响应时间、峰值探测率和温度特性。

(1) 光电管的伏安特性。在一定的光照射下，光电管阴极和阳极间所加电压与产生的光电流之间的关系，称为光电管的伏安特性。光电管的伏安特性曲线如图 4.40 所示。

由图可见，当入射光通量一定时，电流先是随外加偏压升高而增大；当电压增加到一定值后，电流基本维持恒定，此恒定值即饱和电流值，相应的偏压称为饱和工作电压。这说明只有当偏置电压增加到一定值时，阴极发射的光电子才能全部为阳极所收集。因此，光电管在使用时，应使其工作在饱和状态下。伏安特性曲线还表明，工作偏压一定时，饱和电流随入射到阴极的光通量增大而增大，但在加有工作电压却没有光照射情况下，也仍有光电流输出，这就是暗电流。

(2) 光电管的光照特性。当光电管的阳极和阴极之间所加电压一定时，光通量与光电流之间的关系，称为光电管的光照特性，如图 4.41 所示。其中氧铯阴极光电管的光电流 I 与光通量有很好的线性关系。

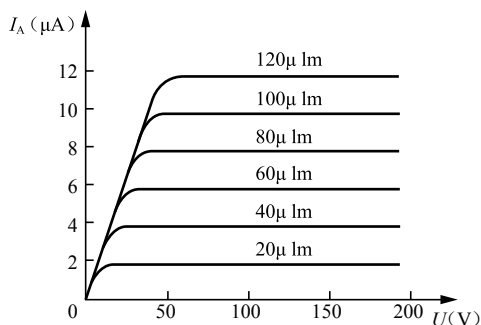


图 4.40 光电管的伏安特性曲线

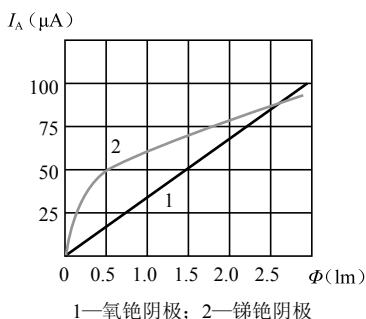


图 4.41 光电管的光照特性曲线

光照特性曲线的斜率（光电流与入射光光通量之比）称为光电管的灵敏度。

(3) 光电管的光谱特性。保持光通量和电压不变，阳极电流与光波长之间的关系称为光电管的光谱特性。对于光电阴极材料不同的光电管，它们有不同的红限频率 ν_0 ，因此工作于不同的光谱范围。除此之外，即使照射在阴极上的入射光的频率高于红限频率 ν_0 ，强度相同、频率不同的入射光，阴极发射的光电子的数量也会不同，即对于不同频率的光，光电管的灵敏度不同。

国产 GD-4 型的光电管，阴极是铯铍材料，其红限 $\lambda_0 = 700\text{nm}$ ，它对可见光范围的入射光灵敏度比较高，转换效率达 25% ~ 30%，适用于白光光源，因而被广泛应用于各种光电式自动检测仪表中。对红外光源，常用银氧铯阴极，构成红外传感器。对紫外光源，常用铯铍阴极和镁镆阴极。另外，铯钾铯铍阴极的光谱范围较宽，为 300 ~ 850nm，灵敏度也较高，与人的视觉光谱特性很接近，是一种新型的光电阴极；但也有些光电管的光谱特性和人的视觉光谱特性有很大差异，因而在测量和控制技术中，这些光电管可以担负人眼所不能胜任的工作，如坦克和装甲车的夜视镜等。

4.6.2 光电倍增管

当入射光很微弱时，普通光电管产生的光电流很小，只有零点几 μA ，很不容易探测。这时可使用光电倍增管。

1. 光电倍增管的结构和工作原理

光电倍增管由半透明的光电阴极、倍增极以及阳极三部分组成。图 4.42 所示为其工作原理图。当入射光子照射到半透明的光电阴极 K 上时，将激发出光电子。光电子被第一倍增极 D_1 与阴极 K 之间的电场所会聚并加速后，与倍增极 D_1 碰撞。第一倍增极在高动能电子的作用下，将发射比入射电子数目更多的二次电子。这些二次电子又被 D_1 与 D_2 之间的电场所加速，打到第二个倍增极上，同样在第二个倍增极上产生电子倍增。以此类推，经 n 级倍增极后，电子被放大 n 次。光电倍增管的倍增极可多达 30 级。产生的电子最后被阳极 A 收集。收集到的电子数是阴极发射电子数的 $10^5 \sim 10^8$ 倍。光电倍增管的灵敏度比普通光电管高几万倍到几百万倍。因此，即使在很微弱的光照下，它也能产生很大的光电流。

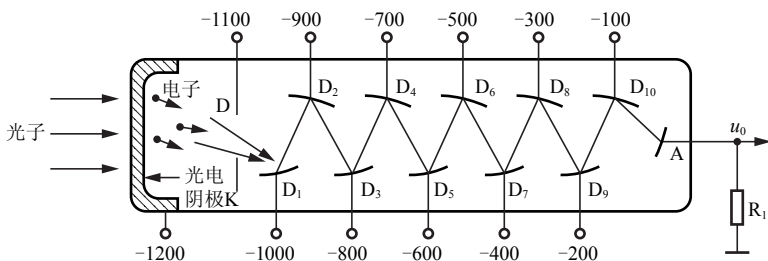


图 4.42 光电倍增管工作原理示意

光电倍增管的光电阴极材料与光电管阴极材料大致相似。倍增级材料有铯化铯 (CsSb)、氧化的银镁合金 ($\text{AgMgO}[\text{Cs}]$)、铜-铍合金等。

2. 主要参数

(1) 倍增系数 M 。倍增系数 M 等于 n 个倍增极的二次电子发射系数 δ 的乘积。如果 n 个

倍增极的 δ 都相同, 则 $M=\delta^n$ 。因此, 阳极电流 I 为

$$I=i \cdot \delta^n \quad (4-73)$$

式中, i 为光电阴极的光电流。

则光电倍增管的电流放大倍数 β 为

$$\beta=\frac{I}{i}=\delta^n \quad (4-74)$$

M 与所加电压有关, 如图 4.43 所示。 M 在 $10^5 \sim 10^8$ 之间, 稳定性为 1% 左右。电压稳定性要在 0.1% 以内, 如果有波动, 倍增系数也要波动, 因此 M 具有一定的统计涨落。一般阳极和阴极之间的电压为 1 000 ~ 2 500V, 两个相邻的倍增电极的电位差为 50 ~ 100V。所加电压越稳越好, 这样可以减小统计涨落, 从而减小测量误差。

(2) 灵敏度。灵敏度是衡量光电倍增管质量的重要参数, 它反映光电阴极材料对入射光的敏感程度和倍增极的倍增特性。光电倍增管的灵敏度分为阴极灵敏度和阳极灵敏度。

阴极灵敏度指光电倍增管阴极电流与入射光谱辐射通量之比。阳极灵敏度指阳极输出电流与入射光谱辐射通量之比。光电倍增管的阳极灵敏度最大可达 10A/lm, 极间电压越高, 灵敏度越高; 但极间电压也不能太高, 太高反而会使阳极电流不稳。

同时, 应该注意的是, 由于光电倍增管的灵敏度很高, 所以不能受强光照射, 否则将会损坏。

(3) 暗电流和本底脉冲。一般在使用光电倍增管时, 必须在暗室里避光使用, 使其只对入射光起作用; 但是由于环境温度、热辐射和其他因素的影响, 即使没有光信号输入, 加上电压后阳极仍有电流, 这种电流称为暗电流, 暗电流通常可以用补偿电路消除。

光电倍增管暗电流值在正常情况下一般为 $10^{-16} \sim 10^{-10}$ A, 是所有光电探测器暗电流最低的器件。

如果光电倍增管与闪烁体放在一处, 在完全避光的情况下, 出现的电流称为本底电流, 其值大于暗电流。这是由于宇宙射线对闪烁体的照射使其激发, 被激发的闪烁体照射在光电倍增管上而造成的, 本底电流具有脉冲形式。

(4) 光电倍增管的光照特性。光照特性反映了光电倍增管的阳极输出电流与照射在光电阴极上的光通量之间的函数关系。对于较好的光电倍增管, 在很宽的光通量范围之内 ($<10^{-4}$ lm), 这个关系是线性的, 如图 4.44 所示。

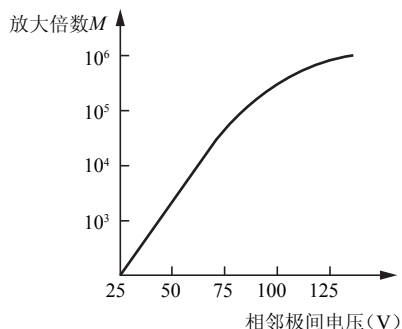


图 4.43 光电倍增管特性曲线

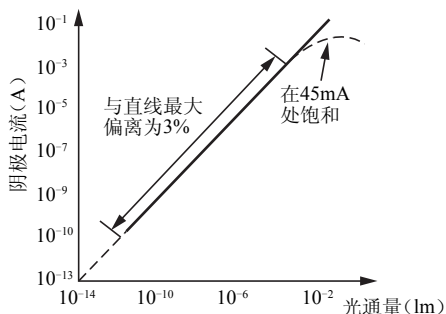


图 4.44 光电倍增管的光照特性曲线

4.6.3 PIN 管

为了提高 PN 结硅光电二极管的时间响应, 消除在 PN 结外光生载流子的扩散运动时间,



PIN 光电二极管应运而生。PIN 光电二极管与 PN 结型的光电二极管在外形上没有什么区别。

PIN 光电二极管是光电二极管中的一种。它的结构特点是，在 P 型半导体和 N 型半导体之间夹着一层相对很厚的本征半导体 I 层，如图 4.45 所示。由于本征层的引入加大了耗尽层厚度，本征层相对于 P、N 区有更高的电阻，反向偏压在这里形成高电场区，展宽了光电转换的有效工作区域，降低了暗电流，从而使灵敏度得以提高。

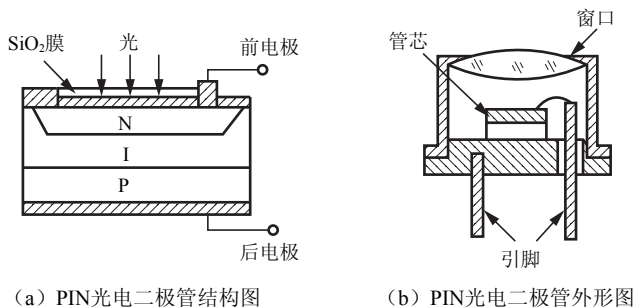


图 4.45 PIN 光电二极管结构与外形图

PIN 光电二极管最大的特点是频带宽，可达 1GHz。另一个特点是，因为 I 层很厚，在反偏压下运用可承受较高的反向电压，线性输出范围宽。

PIN 光电二极管的不足是：由于 I 层电阻很大，管子的输出电流小，一般多为零点几微安至数微安。目前有将 PIN 光电二极管与前置运算放大器集成在同一硅片上并封装于一个管壳内的商品出售。

4.6.4 雪崩光电二极管

PIN 光电二极管提高了 PN 结光电二极管的时间响应，但未能提高器件的光电灵敏度，为了提高光电二极管的灵敏度，人们设计了雪崩光电二极管（APD），使光电二极管的光电灵敏度提高到需要的程度。

雪崩光电二极管是利用 PN 结在高反向电压下产生的雪崩效应来工作的一种光电二极管。这种管子工作电压很高，为 100 ~ 200V，接近于反向击穿电压。结区内电场极强，光生电子在这种强电场中可得到极大的加速，同时与晶格碰撞而产生电离雪崩反应。因此，APD 有很高的内增益，可达到几百。当电压等于反向击穿电压时，电流增益可达 10^6 ，即产生所谓的雪崩效应。雪崩光电二极管的响应速度特别快，响应时间通常为 0.5 ~ 1ns，带宽可达 100GHz，是目前响应速度最快的一种光电二极管。

目前，噪声大是雪崩光电二极管的一个主要缺点。由于雪崩反应是随机的，所以它的噪声较大，特别是工作电压接近或等于反向击穿电压时，噪声可增大到放大器的噪声水平，以致无法使用。但由于 APD 的响应时间极短，灵敏度很高，它在光通信中应用前景广阔。

1. 结构

由于 PIN 光电二极管在较高的反向偏置电压的作用下耗尽区扩展到整个 PN 结结区，形成自身保护（具有很强的抗击穿功能），因此，雪崩光电二极管不必设置保护环。市场上的雪崩光电二极管基本上都是 PIN 雪崩光电二极管。

几种雪崩光电二极管结构原理如图 4.46 所示。

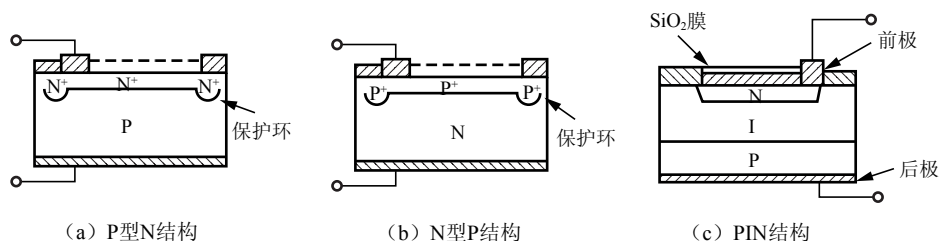


图 4.46 几种雪崩光电二极管结构原理

2. 工作原理

雪崩光电二极管为具有内增益的一种光生伏特器件。它利用光生载流子在强电场内的定向运动产生的雪崩效应获得光电流的增益。

电离产生的载流子数远大于光激发产生的光生载流子数，这时雪崩光电二极管的输出电流迅速增加，其电流倍增系数 M 定义为

$$M = \frac{I}{I_0} \quad (4-75)$$

式中， I 为倍增输出的电流， I_0 为倍增前输出的电流。

雪崩倍增系数 M 与碰撞电离率有密切的关系。碰撞电离率表示一个载流子在电场作用下，漂移单位距离所产生的电子-空穴对数目。实际上电子电离率 α_n 和空穴电离率 α_p 是不完全一样的，它们都与电场强度有密切关系。由实验确定，电离率 α 与电场强度 E 可以近似地写成以下关系：

$$\alpha = A e^{-\left(\frac{b}{E}\right)^m} \quad (4-76)$$

式中， A 、 b 、 m 都为与材料有关的系数。

假定 $\alpha = \alpha_n = \alpha_p$ ，可以推导出倍增系数与电离率的关系为

$$M = \frac{1}{1 - \int_0^{X_D} \alpha dx} \quad (4-77)$$

X_D 为耗尽层的宽度。上式表明，当 $\int_0^{X_D} \alpha dx \rightarrow 1$ ，在强电场作用下，当通过耗尽区的每个载流子平均能产生一对电子-空穴时，就发生雪崩击穿现象。当 $M \rightarrow \infty$ 时，PN 结上所加的反向偏压就是雪崩击穿电压 U_{BR} 。

实验发现，在略低于击穿电压时，也发生雪崩倍增现象，不过 M 较小，这时 M 随反向偏压 U 的变化可用经验公式近似表示：

$$M = \frac{1}{1 - (U/U_{BR})^n} \quad (4-78)$$

从图 4.47 所示的伏安特性曲线可以看出，在雪崩击穿点附近电流随偏压变化的曲线较陡，当反向偏压有较小变化时，光电流将有较大变化。

3. 噪声

由于雪崩光电二极管中载流子的碰撞电离是不规则的，碰撞后的运动方向更是随机的，所以它的噪声比一般光电二极管要大些。在无倍增的情况下，其噪声电流主要为散粒噪声。

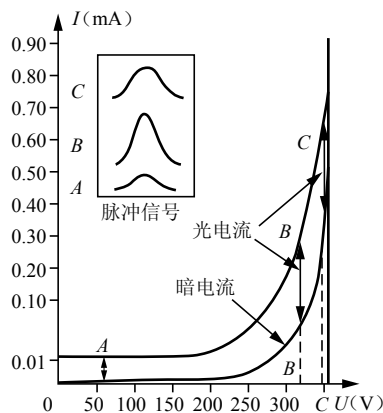


图 4.47 雪崩光电二极管的伏安特性曲线

当雪崩倍增 M 倍后, 雪崩光电二极管的噪声电流可近似由下式计算:

$$I_n^2 = 2qIM^n \Delta f \quad (4-79)$$

式中, 指数 n 与雪崩光电二极管的材料有关。对于锗管, $n=3$; 对于硅管, $2.3 < n < 2.5$ 。

显然, 由于信号电流按 M 倍增加, 而噪声电流按 $M^{\frac{n}{2}}$ 倍增加, 因此, 随着 M 增加, 噪声电流比信号电流增加得更快。

4.6.5 光电三极管

光电三极管有 PNP 型和 NPN 型两种, 其结构与一般三极管很相似。用 N 型硅材料为衬底制作的光电三极管为 NPN 型结构, 称为 3DU 型; 用 P 型硅材料为衬底制作的光电三极管为 PNP 型结构, 称为 3CU 型。图 4.48 所示为 NPN 型光电三极管结构及电路图。

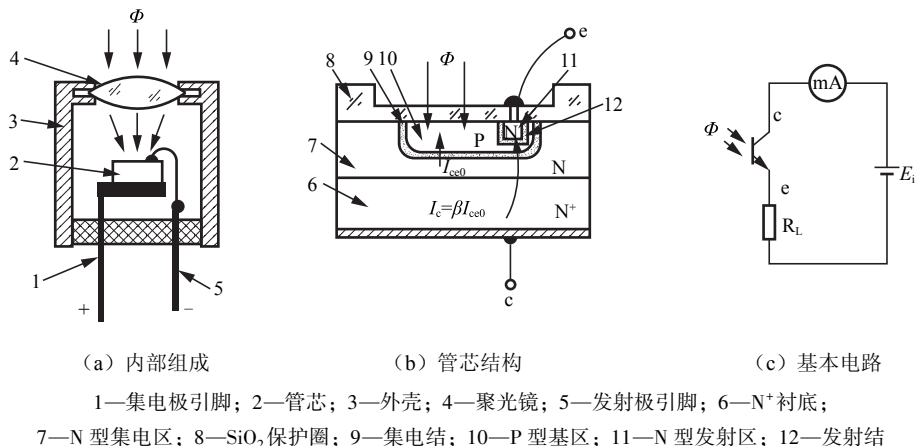


图 4.48 光电三极管结构及电路图

光电三极管也具有电流增益, 只是它的发射极做得很大, 以扩大光的照射面积, 且其基极不接引线。当集电极加上正电压, 基极开路时, 集电极处于反向偏置状态。当光线照射在集电结的基区时, 会产生电子-空穴对, 在内电场的作用下, 光生电子被拉到集电极, 基区留下空穴, 使基极与发射极间的电压升高, 这样便有大量的电子流向集电极, 形成输出电流, 且集电极电流为光电流的 β 倍。

1) 光谱特性

光电三极管的光谱特性曲线如图 4.49 所示。光电晶体管存在一个最佳灵敏度的峰值波长。当入射光的波长增加时, 相对灵敏度要下降。因为光子能量太小, 不足以激发电子-空穴对。当入射光的波长缩短时, 相对灵敏度也下降, 这是由于光子在半导体表面附近就被吸收, 并且在表面激发的电子-空穴对不能到达 PN 结所致。

由图 4.49 可见, 硅的峰值波长为 $9\,000\text{\AA}$ ($1\text{\AA}=10^{-10}\text{m}$), 锗的峰值波长为 $15\,000\text{\AA}$ 。由于锗管的暗电流比硅管大, 因此锗管的性能较差。故在可见光或探测赤热状态物体时, 一般选用硅管; 但对红外线进行探测时, 则采用锗管较合适。

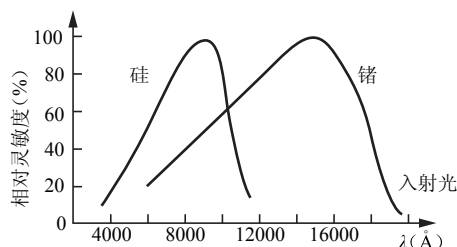


图 4.49 光电三极管的光谱特性曲线

2) 伏安特性

光电三极管的伏安特性曲线如图 4.50 所示。光电三极管在不同的照度下的伏安特性, 就像一般晶体管在不同的基极电流时的输出特性一样。因此, 只要将入射光照在发射极 e 与基极 b 之间的 PN 结附近所产生的光电流看作基极电流, 就可将光电三极管看作一般的晶体管。光电晶体管能把光信号变成电信号, 而且输出的电信号较大。

3) 光照特性

光电三极管的光照特性曲线如图 4.51 所示。它给出了光电三极管的输出电流 I 和照度 L 之间的关系, 它们之间呈现了近似线性关系。当光照足够大 (几千勒克斯) 时, 会出现饱和现象, 这使光电三极管既可作为线性转换元件, 也可作为开关元件。

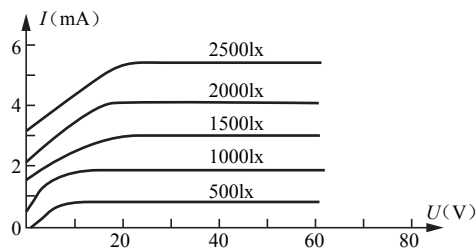


图 4.50 光电三极管的伏安特性曲线

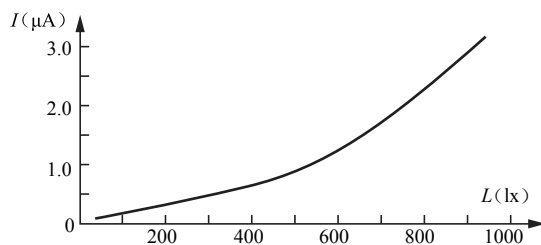


图 4.51 光电三极管的光照特性曲线

4) 温度特性

光电三极管的温度特性曲线反映的是光电三极管的暗电流及光电流与温度的关系。从图 4.52 所示的特性曲线可以看出, 温度变化对光电流的影响较小, 而对暗电流的影响很大, 所以设计电路时应该对暗电流进行温度补偿, 否则将会导致输出误差。

5) 频率特性

光电三极管的频率特性曲线如图 4.53 所示。光电三极管的频率特性受负载电阻的影响, 减小负载电阻可以提高频率响应。

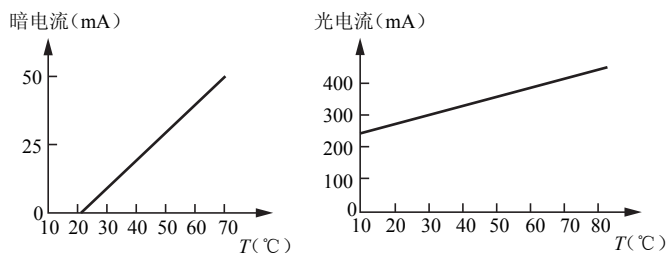


图 4.52 光电三极管的温度特性曲线

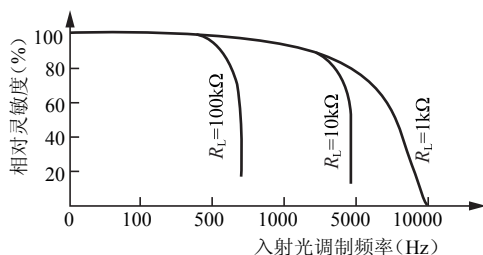


图 4.53 光电三极管的频率特性曲线

一般来说,光电三极管的频率响应比光电二极管差。对于锗管,入射光的调制频率要求在 5kHz 以下。硅管的频率响应要比锗管好。

4.6.6 常见半导体光电器件的应用选择

现将本章前面介绍的几种半导体光电器件的特性参数列于表 4.1 中。

表 4.1 半导体光电器件的特性参数

光电器件	光谱响应 (nm)		灵敏度 (A/W)	输出电流 (mA)	光电响 应线性	频率响应 (MHz)	暗电流 及噪声	应 用
	范围	峰值						
CdS 光电电阻	400 ~ 900	640	1 A/lm	$10 \sim 10^2$	非线性	0.001	较低	集成或分离式 光电开关
CdSe 光电电阻	300 ~ 1 220	750	1 A/lm	$10 \sim 10^2$	非线性	0.001	较低	
PN 结光电二极管	400 ~ 1 100	750	0.3 ~ 0.6	≤ 1.0	好	≤ 10	最低	光电检测
硅光电池	400 ~ 1 100	750	0.3 ~ 0.8	1 ~ 30	好	0.03 ~ 1	较低	—
PIN 光电二极管	400 ~ 1 100	750	0.3 ~ 0.6	≤ 2.0	好	≤ 100	最低	高速光电检测
GaAs 光电二极管	300 ~ 950	850	0.3 ~ 0.6	≤ 1.0	好	≤ 100	最低	高速光电检测
HgCdTe 光电二极管	1 000 ~ 12 000	与 Cd 组 分有关	—	—	好	≤ 10	较低	红外探测
光电三极管 3DU	400 ~ 1 100	880	0.1 ~ 2	1 ~ 8	线性差	≤ 0.2	低	光电探测与开关

小思考

根据表 4.1 提供的参数,哪种器件灵敏度最高?哪种器件动态特性最好?

在实际应用中选择哪种光电器件,主要考虑如下因素:

(1) 光电器件必须和辐射信号源及光学系统在光谱上匹配;

- (2) 光电器件的光电转换特性或动态范围必须与光信号的入射辐射能量相匹配；
- (3) 光电器件的时间响应特性必须与光信号的调制形式、信号频率及波形相匹配，以确保转换后的信号不失真；
- (4) 使用环境、长期工作的可靠性及与后续电路的阻抗匹配等。

一般，在需要定量测量光源发光强度时，应选用线性好的光电二极管；但在要求对弱辐射进行探测时，就必须考虑探测器的灵敏度，因此光敏电阻是首选器件；当测量高速运动对象时，动态响应特性就成为一个重要考虑的因素，可选用 PIN 等动态特性好的器件。

此外，成本、体积、电源、环境等因素也是合理选择和应用光电器件要考虑的因素。

4.7 热释电探测器

自然界的任何物体，只要其热力学温度高于 0K (-273°C)，总是不断地向外发出红外辐射，并以光的速度传播能量。物体向外辐射红外辐射的能量与物体的温度和红外辐射的波长有关。物体的温度越高，它所发射的红外辐射的峰值波长越小，发出红外辐射的能量也越大。某些被称为“铁电体”的电介质材料，如钛酸铅、硫酸三甘钛、钽酸锂等，受到红外辐射后其温度会升高，这种现象称为红外辐射的热效应。

某些铁电体电介质材料中，由于温度的变化引起极化状态改变的现象称为热释电效应。将释放出的电荷通过放大器放大后就成了一种控制信号，利用这一原理制成的红外传感器称为热释电红外传感器。热释电红外传感器是一种被动式调制型温度敏感器件，利用热释电效应工作，通过目标与背景的温差来探测目标。

与其他热探测器相比，热释电器件具有以下优点：

- (1) 具有较宽的频率响应，工作频率接近兆赫兹，远远超过其他热探测器的工作频率。一般热探测器的时间常数典型值在 $1 \sim 0.01\text{s}$ 范围内，而热释电器件的有效时间常数可低至 $10^{-4} \sim 3 \times 10^{-5}\text{s}$ 。
- (2) 探测率高，在热探测器中只有气动探测器的 D^* 才比热释电器件稍高，且这一差距正在不断缩小。
- (3) 可以有大面积均匀的敏感面，而且工作时可以不外加偏置电压。
- (4) 受环境温度变化的影响更小。
- (5) 热释电器件的强度和可靠性比其他多数热探测器都要好，且制造比较容易。

4.7.1 热释电探测器的工作原理和结构

1. 热释电效应

电介质内部没有自由载流子，没有导电能力。但是，它也是由带电的粒子（价电子和原子核）构成的，在外加电场的情况下，带电粒子也要受到电场力的作用，使其运动发生变化。例如，在如图 4.54 所示的电介质的上下两侧加上如图所示的电场后，电介质产生极化现象，从电场的加入到电极化状态建立起来这段时间内，电介质内部的电荷适应电场的运动相当于电荷沿电力线方向的运动，也是一种电流，称为“位移电流”，该电流在电极化完成时即告停止。

对于一般的电介质，在电场除去后极化状态随即消失，带电粒子又恢复原来状态。而有



一类称作“铁电体”的电介质在外加电场除去后仍保持着极化状态，称其为“自发极化”。图 4.55 (a) 所示为一般的电介质与铁电体电介质的极化曲线。一般的电介质的极化曲线通过中心，而图 4.55 (b) 所示的极化曲线在电场去除后仍保持一定的极化强度。

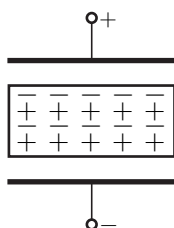
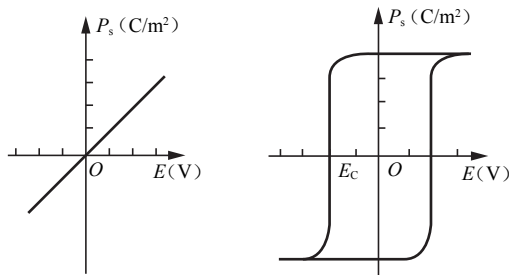


图 4.54 电介质极化现象

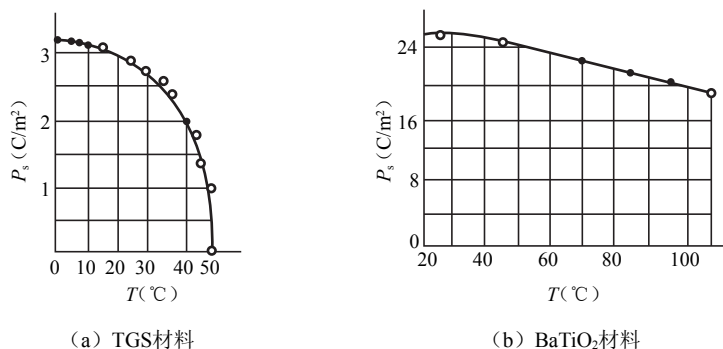


(a) 一般电介质

(b) 铁电体电介质

图 4.55 电介质极化曲线

铁电体的自发极化强度 P_s (单位面积上的电荷量) 与温度的关系如图 4.56 所示，随着温度的升高，极化强度减低，当温度升高到一定值时，自发极化突然消失，这个温度常被称为“居里温度”或“居里点”。在居里点以下，极化强度 P_s 是温度 T 的函数。利用这一关系制造的热敏探测器称为热释电器件。



(a) TGS材料

 (b) BaTiO₃材料

图 4.56 自发极化强度随温度变化的关系曲线

当红外辐射照射到已经极化的铁电体薄片时，引起薄片温度升高，表面电荷减少，相当于热“释放”了部分电荷。释放的电荷可用放大器转变成电压输出。如果辐射持续作用，表面电荷将达到新的平衡，不再释放电荷，也不再会有电压信号输出。因此，热释电器件不同于其他光电器件，在恒定辐射作用的情况下输出的信号电压为零。只有在交变辐射的作用下才会有信号输出。

对于经过单畴化的热释电晶体，在垂直于极化方向的表面上，将由表面层的电偶极子构成相应的静电束缚电荷。面束缚电荷密度 σ 与自发极化强度 P_s 之间的关系可由下式确定。

因为自发极化强度是单位体积内的电矩矢量之和，所以有

$$P_s = \frac{\sum \sigma \Delta s \Delta d}{Sd} = \sigma \quad (4-80)$$

式中， S 和 d 分别是晶体的表面积和厚度。

如图 4.57 (a) 所示，由内部自由电荷中和表面束缚电荷的时间常数为 $\tau = \varepsilon \rho$ ， ε 和 ρ 分别为晶体的介电常数和电阻率。

只要使热释晶体的温度在束缚电荷被中和掉之前因吸收辐射而发生变化,晶体的自发极化强度 P_s 就会随温度 T 的变化而变化,相应的束缚电荷面密度 σ 也随之变化,如图 4.57 (b) 所示。

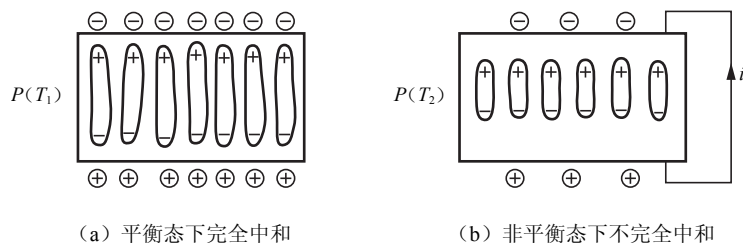


图 4.57 热释晶体的内部电偶极子和外部自由电荷的补偿情况

2. 热释电器件的工作原理

设晶体的自发极化矢量为 P_s , P_s 的方向垂直于电容器的极板平面。接收辐射的极板和另一极板的重叠面积为 A_d 。由此引起表面上的束缚极化电荷为

$$Q = A_d \sigma = A_d P_s \quad (4-81)$$

若辐射引起的晶体温度变化为 ΔT , 则相应的束缚电荷变化为

$$Q = A_d (\Delta P_s / \Delta T) \Delta T = A_d \beta \Delta T \quad (4-82)$$

式中, $\beta = \frac{\Delta P_s}{\Delta T}$ 称为热释电系数, 其单位为 $C / (cm^2 \cdot K)$, 是与材料本身的特性有关的物理量, 表示自发极化强度随温度的变化率。

若在晶体的两个相对的极板上敷上电极, 在两极间接上负载 R_L , 则负载上就有电流通过。由于温度变化在负载上产生的电流可以表示为

$$i_s = \frac{dQ}{dt} = A_d \beta \frac{dT}{dt} \quad (4-83)$$

式中, $\frac{dT}{dt}$ 为热释晶体的温度随时间的变化率, 温度变化速率与材料的吸收率和热容有关, 吸收率大, 热容小, 则温度变化率大。

通常热释电器件的电极按照性能的不同要求做成如图 4.58 所示的面电极和边电极两种结构。在图 4.58 (a) 所示的面电极结构中, 电极置于热释晶体的前后表面上, 其中一个电极位于光敏面内。这种电极结构的电极面积较大, 极间距离较小, 因而极间电容较大, 故其不适于高速应用。此外, 由于辐射要通过电极层才能到达晶体, 所以电极对于待测的辐射波段必须透明。在图 4.58 (b) 所示的边电极结构中, 电极所在的平面与光敏面互相垂直, 电极间距较大, 电极面积较小, 因此极间电容较小。由于热释电器件的响应速度受极间电容的限制, 因此, 在高速运用时以极间电容小的边电极为宜。

热释电器件产生的热释电电流在负载电阻 R_L 上产生的电压为

$$U = i_s R_L = \left(\gamma A_d \frac{dT}{dt} \right) R_L \quad (4-84)$$

可见, 热释电器件的电压响应正比于热释电系数和温度的变化速率 $\frac{dT}{dt}$, 而与晶体和入射辐射达到平衡的时间无关。

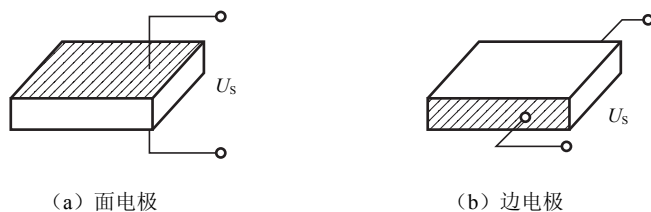


图 4.58 面电极和边电极两种结构

如果将热释电器件跨接到放大器的输入端, 其等效电路如图 4.59 所示。由等效电路可得热释电器件的等效负载电阻为

$$R_L = \frac{1}{1/R + i\omega C} = \frac{R}{1 + i\omega RC} \quad (4-85)$$

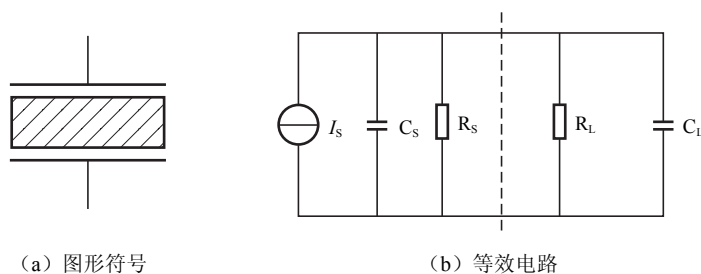


图 4.59 热释电器件

这里, $R = \frac{R_s}{R_L}$ 和 $C = C_s + C_L$ 分别为热释电器件和放大器的等效电阻和等效电容。则 R_L 的模值为

$$|R_L| = \frac{R}{(1 + \omega^2 R^2 C^2)^{1/2}} \quad (4-86)$$

对于热释电系数为 λ , 电极面积为 A 的热释电器件, 其在以调制频率为 ω 的交变幅射照射下的温度可以表示为

$$T = |\Delta T_\omega| e^{j\omega t} + T_0 + \Delta T_0 \quad (4-87)$$

式中, T_0 为环境温度, ΔT_0 表示热释电器件接收光辐射后的平均温升, 表示与时间相关的温度变化。于是热释电器件的温度变化率为

$$\frac{dT}{dt} = \omega |\Delta T_\omega| e^{j\omega t} \quad (4-88)$$

输入到放大器的电压为

$$U = \beta A_d \omega |\Delta T_\omega| \frac{R}{(1 + \omega^2 R^2 C^2)^{1/2}} e^{j\omega t} \quad (4-89)$$

由热平衡温度方程可知

$$|\Delta T_\omega| = \frac{\alpha \Phi_\omega}{G (1 + \omega^2 \tau_H^2)^{1/2}} \quad (4-90)$$

式中, $\tau_H = H/G$ 为热释电器件的热时间常数。

可得输出电压的幅值为

$$|U| = \frac{\alpha \omega \beta A_d R}{G (1 + \omega^2 \tau_e^2)^{1/2} (1 + \omega^2 \tau_H^2)^{1/2}} P_\omega \quad (4-91)$$

式中, $\tau_e = RC$ 为电路时间常数, $R = \frac{R_s}{R_L}$, $C = C_s + C_L$ 。 $\tau_T = \frac{CH}{G}$ 为热时间常数。 τ_e 、 τ_T 的数量级为 0.1 ~ 10s 左右。 A_l 为光敏面的面积, α 为吸收系数, ω 为入射辐射的调制频率。

3. 热释电红外传感器的结构组成

红外感应源通常采用热释电元件, 这种元件在接收到人体红外辐射温度发生变化时就会失去电荷平衡, 向外释放电荷, 后续电路经检测处理后就能产生报警信号。

热释电红外传感器由传感探测元、干涉滤光片和场效应管匹配器三部分组成。按照探测元的数目来分, 热释电红外传感器有单元、双元和四元等几种, 用于人体探测的红外传感器采用二元或四元式结构。按照热释电红外传感器的用途来分, 有以下几种: 用于测量温度的传感器, 它的工作波长为 1 ~ 20 μm ; 用于火焰探测的传感器, 它的工作波长为 4.35 \pm 0.15 μm ; 用于人体探测的传感器, 它的工作波长为 7 ~ 15 μm 。热释电红外传感器结构及实物图如图 4.60 所示。

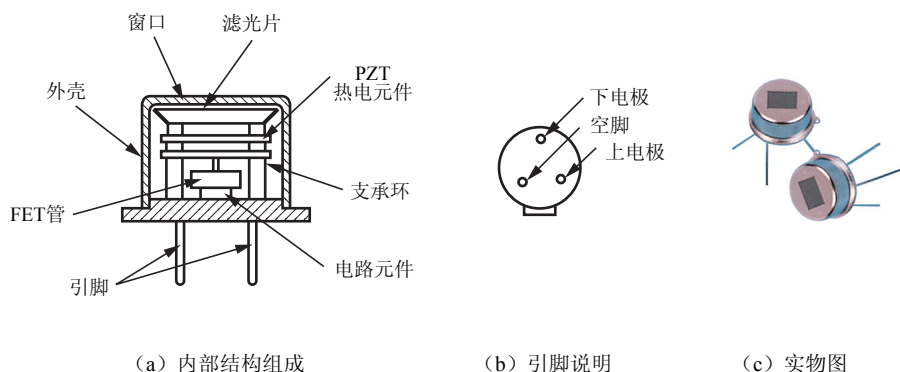


图 4.60 热释电红外传感器结构及实物图

将高热电材料制成一定厚度的薄片并在其两面镀上金属电极, 然后加电进行极化, 这样便制成了热释电探测元。由于加电极化的电压是有极性的, 因此极化后的探测元也是有正、负极性的。

由于热释电晶体输出的是电荷信号, 不能直接使用, 需要用电阻将其转换为电压形式。热释电红外探测元的阻抗高达 10 000M Ω , 因此必须采用变换元件对其输出的信号进行阻抗变换后才能作为控制信号输出。通常使用具有高输入阻抗的场效应管, 将其接成源极跟随器,

使其变成低输出阻抗的控制信号, 与放大器的输入端相匹配。报警电路中通常采用双探测元热释电红外传感器, 其结构示意图如图 4.61 所示。该传感器将两个特性相同的热释电晶体逆向串联, 用来防止其他红外光引起传感器误动作。另外, 当环境温度改变时, 两个晶体的参数会同时发生变化, 这样可以相互抵消, 避免出现检测误差。该传感器使用时, D 端接电源正极, G 端接电源负极, S 端为信号输出端。

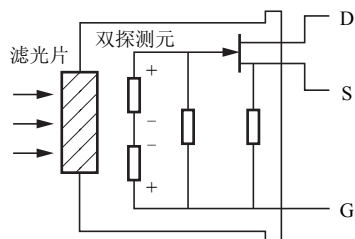


图 4.61 双探测元热释电红外传感器



4.7.2 热释电探测器的特性

1. 热释电器件的灵敏度

根据光电器件灵敏度的定义, 热释电器件的电压灵敏度 S_V 为输出电压的幅值 U 与入射光功率之比, 可得电压灵敏度为

$$S_V = \frac{A\alpha\beta\omega R}{G(1+\omega^2\tau_T^2)^{1/2}(1+\omega^2\tau_e^2)^{1/2}} \quad (4-92)$$

分析:

(1) 当入射为恒定辐射, 即 $\omega=0$ 时, $S_V=0$, 说明热释电器件对恒定辐射不灵敏。

(2) 在低频段 $\omega < \frac{1}{\tau_T}$ 或 $\frac{1}{\tau_e}$ 时, 灵敏度 S_V 与 ω 成正比, 为热释电器件交流灵敏度的体现。

(3) 当 $\tau_e \neq \tau_T$ 时, 通常 $\tau_e < \tau_T$, 在 $\omega = \frac{1}{\tau_T} \sim \frac{1}{\tau_e}$ 范围内, S_V 与 ω 无关。

(4) 高频段 (或 $\frac{1}{\tau_e} \omega > \frac{1}{\tau_T}$) 时, S_V 则随 ω^{-1} 变化。因此在许多应用中, 高频特性近似为

$$S_V \approx \frac{\alpha\beta A_d}{\omega HC} \quad (4-93)$$

即灵敏度与信号的调制频率 ω 成反比。

图 4.62 给出了不同负载电阻 R_L 下的灵敏度频率特性, 由图可见, 增大 R_L 可以提高灵敏度, 但是, 频率响应的带宽变得很窄。应用时必须考虑灵敏度与频率响应带宽的矛盾, 根据具体应用条件, 合理选用恰当的负载电阻。

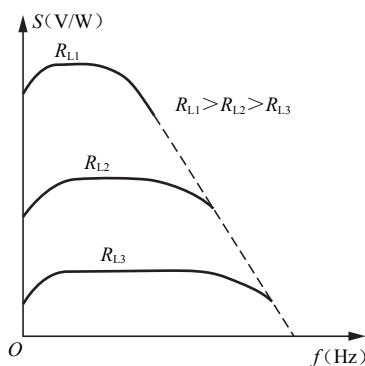


图 4.62 不同负载下热释电器件灵敏度与工作频率的关系曲线

2. 热释电器件的噪声

热释电器件的基本结构是一个电容器, 因此输出阻抗很高, 所以它后面常接有场效应管, 构成源极跟随器的形式, 使输出阻抗降低到适当数值。因此在分析噪声的时候, 也要考虑放大器的噪声。这样, 热释电器件的噪声主要有电阻的热噪声、温度噪声和放大器噪声等。

1) 热噪声

电阻的热噪声来自晶体的介电损耗和与探测器的并联电阻。若等效电阻为 R_{eff} , 则热噪声电流的方均值为

$$i_R^2 = 4kT_R \Delta f / R_{\text{eff}} \quad (4-94)$$

式中, k 为玻耳兹曼常数, T_R 为器件的热力学温度, Δf 为系统的带宽。

热噪声电压为

$$\sqrt{U_{\text{NJ}}^2} = \frac{(4kTR\Delta f)^{1/2}}{(1 + \omega^2 \tau_e^2)^{1/4}} \quad (4-95)$$

当 $\omega^2 \tau_e^2 \gg 1$ 时, 上式可简化为

$$\sqrt{U_{\text{NJ}}^2} = \left(\frac{4kTR\Delta f}{\omega \tau} \right)^{1/2} \quad (4-96)$$

表明热噪声电压随调制频率的升高而下降。

2) 放大器噪声

放大器噪声来自放大器中的有源元件和无源器件, 以及信号源的阻抗和放大器输入阻抗之间噪声的匹配等方面。设放大器的噪声系数为 F , 把放大器输出端的噪声折到输入端, 认为放大器是无噪声的, 这时, 放大器输入端的噪声电流方均值为

$$I_k^2 = 4k(F-1)T\Delta f/R \quad (4-97)$$

式中, T 为背景温度。

3) 温度噪声

温度噪声来自热释电器件的灵敏面与外界辐射交换能量的随机性, 噪声电流的方均值为

$$\overline{I_T^2} = \beta^2 A^2 \omega^2 \overline{\Delta T^2} = \beta^2 A_d^2 \omega^2 \left(\frac{4kT^2 \Delta f}{G} \right) \quad (4-98)$$

式中, A 为电极的面积, A_d 为光敏区的面积, $\overline{\Delta T^2}$ 为温度起伏的方均值。

如果这三种噪声不相关, 则总噪声为

$$\overline{I_N^2} = \frac{4kT\Delta f}{R} + \frac{4kT(F-1)\Delta f}{R} + \frac{4kT^2\beta^2 A_d^2 \omega^2 \Delta f}{G} = \frac{4kT_N \Delta f}{R} + \frac{4kT^2\beta^2 A_d^2 \omega^2 \Delta f}{G} \quad (4-99)$$

式中, $T_N = T + (F-1)T$, 称为放大器的有效输入噪声温度。

考虑统计平均值时的信噪功率比为

$$\text{SNE} = \frac{I_S^2}{I_N^2} = \Phi^2 / (4kT^2 G \Delta f / \alpha^2 + 4kT_N G^2 \Delta f / \alpha^2 \beta^2 A^2 \omega^2 R) \quad (4-100)$$

如果温度噪声是主要噪声源而忽略其他噪声, 噪声等效功率为

$$(\text{NEP})^2 = \left(\frac{4kT^2 G^2 \Delta f}{\alpha^2 \beta^2 A^2 \omega^2 R} \right) \left[1 + \left(\frac{T_N}{T} \right)^2 \right] \quad (4-101)$$

由上式可以看出, 热释电器件的噪声等效功率 NEP 具有随着调制频率的增加而减小的性质。

3. 响应时间

由图 4.62 可见, 热释电探测器在低频段的电压响应度与调制频率成正比, 在高频段则与调制频率成反比, 仅在 $\frac{1}{\tau_T} \sim \frac{1}{\tau_e}$ 范围内, R_v 与 ω 无关。响应度高端半功率点取决于 $\frac{1}{\tau_T}$ 或 $\frac{1}{\tau_e}$ 中较大的一个, 因而按通常的响应时间定义, τ_T 和 τ_e 中较小的一个为热释电探测器的响应时间。通常 τ_T 较大, 而 τ_e 与负载电阻有关, 多在几秒到几个微秒之间。由图 4.62 可见, 随着负载的减小, τ_e 变小, 灵敏度也相应减小。



4. 热释电探测器的阻抗特性

热释电探测器几乎是一种纯容性器件, 由于容量很小, 所以阻抗很高, 常在 $10^9 \Omega$ 以上。因此, 必须配高阻抗的负载。常用 JFET 器件作为热释电探测器的前置放大器。

如图 4.63 所示为常用的电路。图中用 JFET 构成源极跟随器, 进行阻抗变换。

最后, 要特别指出, 由于热释电材料具有压电特性, 因而对微振等应变十分敏感, 因此在使用时应注意减振防振。

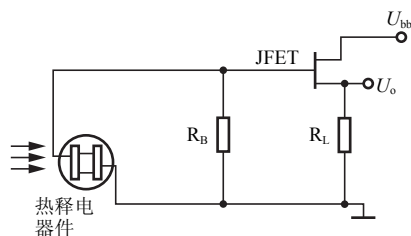


图 4.63 带有前置放大器的热释电器件

4.7.3 热释电器件的类型

1. 硫酸三甘肽(TGS)晶体热释电器件

它在室温下的热释电系数较大, 介电常数较小, 比探测率 D^* 值较高 ($D^*(500, 10, 1)$ 达 $1 \sim 5 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$)。在较宽的频率范围内, 这类探测器的灵敏度较高, 因此, 至今仍是广泛应用的热辐射探测器件。TGS 可在室温下工作, 具有光谱响应宽、灵敏度高等优点, 是一种性能优良的红外探测器, 广泛应用于红外光谱领域。

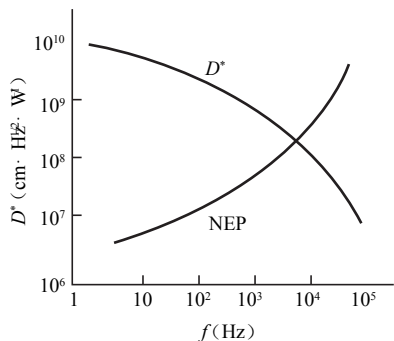


图 4.64 LATGS 的等效噪声功率 NEP 和比探测率 D^* 随工作频率 f 的变化关系

掺丙乙酸的 TGS (LATGS) 具有很好的锁定极化特点。温度由居里温度以上降到室温, 仍无退极化现象。它的热释电系数也有所提高。掺杂后 TGS 晶体的介电损耗减小, 介电常数下降。前者降低了噪声, 后者改进了高频特性。

在低频情况下, 这种热释电器件的 NEP 为 $4 \times 10^{-11} \text{ W/Hz}^{-1/2}$, 相应的 D^* 值为 $5 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ 。它不仅灵敏度高, 而且响应速度也很快。

图 4.64 所示为 LATGS 的等效噪声功率 NEP 和比探测率 D^* 随工作频率 f 的变化关系。

2. 铌酸锶钡(SBN)热释电器件

这种热释电器件由于材料中钡含量的提高而使居里温度相应提高。例如, 钡含量从 0.25% 增加到 0.47%, 其居里温度相应从 47°C 提高到 115°C 。SBN 探测器在大气条件下性能稳定, 无须窗口材料, 电阻率高, 热释电系数大, 机械强度高, 在红外波段吸收率高, 可不必涂黑。工作在 500MHz 也不出现压电谐振, 可用于快速光辐射的探测。但 SBN 晶体在钡含量 $x < 0.4\%$ 时, 如不加偏压, 在室温下就趋于退极化。而当 $x > 0.6\%$ 时, 晶体在生长过程会开裂。

在 SBN 中掺少量 La_2O_3 可提高其热释电系数, 掺杂的 SBN 热释电器件无退极化现象, $D^*(500, 10, 1)$ 达 $8.0 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ 。掺镧后其居里温度有所降低, 但极化仍很稳定, 损耗也有所改善。

3. 钽酸锂(LiTaO_3)热释电器件

这种热释电器件具有很吸引人的特性。在室温下它的热释电响应约为 TGS 的一半,但在低于零度或高于 45°C 时都比 TGS 好。

该器件的居里温度 T_c 高达 620°C , 室温下的响应率几乎不随温度变化, 可在很高的环境温度下工作; 且能够承受较高的辐射能量, 不退极化; 它的物理化学性质稳定, 不需要保护窗口; 机械强度高; 响应快 (时间常数为 $13 \times 10^{-12}\text{s}$, 极限为 $1 \times 10^{-12}\text{s}$), 适于探测高速光脉冲, 已用于测量峰值功率为几千瓦, 上升时间为 100ps 的 Nd: YAG 激光脉冲。其 $D^*(500, 1)$ 达 $8.5 \times 10^8 \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ 。

4. 压电陶瓷热释电器件

压电陶瓷器件的特点是热释电系数 γ 较大, 介电常数 ε 也较大, 二者的比值并不高。其机械强度高, 物理化学性能稳定, 电阻率可以控制; 能承受的辐射功率超过 LiTaO_3 热释电器件; 居里温度高, 不易退极化。例如, 锆钛酸铅热释电器件的 T_c 高达 365°C , $D^*(500, 1)$ 高达 $7 \times 10^8 \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ 。此外, 这种热释电器件容易制造, 成本低廉。

5. 聚合物热释电器件

有机聚合物热释电材料的导热小, 介电常数也小; 易于加工成任意形状的薄膜; 其物理化学性能稳定, 造价低廉; 虽然热释电系数 γ 不大, 但介电系数 ε 也小, 所以比值 γ/ε 并不小。在聚合物热释电材料中较好的有聚二氟乙烯 (PVF2)、聚氟乙烯 (PVF) 及聚氟乙烯和聚四氟乙烯等共聚物。利用 PVF2 薄膜已得到 $D^*(500, 10, 1)$ 达 $10^8 \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ 。

6. 快速热释电探测器

由于热释电器件的输出阻抗高, 因此需要配以高阻抗负载, 因而其时间常数较大, 即响应时间较长。这样的热释电器件不适于探测快速变化的光辐射。即使使用补偿放大器, 其高频响应也仅为 10^3Hz 量级。

快速热释电器件一般都设计成同轴结构, 将光敏元件置于阻抗为 50Ω 的同轴线的一端, 采用面电极结构时, 时间常数可达到 1ns 左右, 采用边电极结构时, 时间常数可降至几个 ps 。

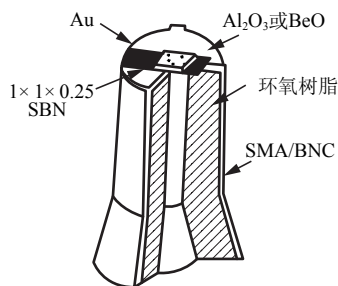


图 4.65 快速热释电探测器的结构原理图

图 4.65 所示为一种快速热释电探测器的结构原理图。光敏元件是 SBN 晶体薄片, 采用边电极结构, 电极 Au 的厚度为 $0.1\mu\text{m}$, 衬底采用 Al_2O_3 或 BeO 陶瓷等导热良好的材料。输出用 SMA/BNC 高频接头。这种结构的热释电探测器的响应时间为 13ps , 其最低极限值受晶格振动弛豫时间的限制, 约为 1ps 。不采用同轴结构而采用一般的引脚引线封装结构, 热释电探测器的频响带宽已扩展到几十兆赫兹。快速热释电器件常用来测量大功率脉冲激光, 需要能承受大功率辐射, 为此应选用损伤阈值高的热释电材料和高热导的衬底材料制造。



4.7.4 热释电探测器的应用

1. 热释电红外传感器的安装

热释电红外传感器根据其使用目的的不同,每一型号都有自己的响应波长范围,使用时应根据使用目的选择合适的传感器。例如,当用来测量温度时,应选用响应波长为 $1 \sim 20\mu\text{m}$ 的传感器;用于火焰探测时,则应选用响应波长为 $4.35 \pm 0.15\mu\text{m}$ 的传感器;如果用于人体探测,如防盗或保安等,则应选用波长为 $7 \sim 15\mu\text{m}$ 的传感器。若选择不当,则会使仪器失去控制作用或达不到控制要求。

2. 热释电红外传感器使用注意事项

- (1) 为避免误报警,探测范围内不要放置会发热的物体。
- (2) 探测范围内避免强光照射干扰。
- (3) 探测范围内避开被风吹而引起飘动的物体。
- (4) 探测范围内避免动物干扰,可调高下探测区,使 0.5m 以下动物活动不在探测区内。
- (5) 发现误报探测器,找出原因排除。
- (6) 选择经公安部检验合格、性价比好的探测器。

3. 如何避免漏报警

- (1) 探测范围内不要有障碍物遮挡,留有探测空隙不足以引起报警。
- (2) 探测器安装位置不要致使探测范围造成盲区,给盗贼可乘之机。
- (3) 探测器安装位置要靠近被保护物体,如保险柜等贵重物。
- (4) 探测范围要有余量,要考虑到夏天,当环境温度升高与人体表面温度一致时 ($30 \sim 32^\circ\text{C}$),探测距离会缩短 $1/3$ 以上,甚至个别探测器会出现不探测。因此,务必引起注意。

4. 热释电探测器的工程应用实例

热释电探测器广泛应用于各类入侵报警器、自动开关、非接触测温、火焰报警器等,目前生产有单元、二元、四元、 180° 等传感器和带有 PCB 控制电路的传感器。常用的热释电探测器如:硫酸三甘钛 (TGS) 探测器、铌酸锶钡 (SBN) 探测器、钽酸锂 (LiTaO_3) 探测器、锆钛酸铅 (PZT) 探测器等。热释电红外传感器本身不发任何类型的辐射,器件功耗很小,隐蔽性好,价格低廉。在电子防盗、人体探测器领域中,热释电红外探测器的应用非常广泛。

4.8 直接探测系统的性能分析

光电探测系统按信息光源分为主动系统和被动系统。

按调制和信号处理方式分为模拟系统和数字系统。

按光源波长分为红外系统和可见光系统。红外系统多用于军事,有大气窗口需要特种探测器;可见光系统多用于民用。

按接收系统分为点探测系统和面探测系统。一般用单元探测器接收目标的总辐射功率;用面接收元件测量目标的光强分布。

按光波对信号的携带方式（工作原理）分为直接探测系统和光外差探测系统。直接探测系统又称为非相干探测系统，光外差探测系统又称为相干探测系统。

直接探测（非相干探测）系统利用光源出射光束的强度去携带信息，光电探测器直接把接收到的光强度变化转换为电信号变化，最后用解调电路检出所携带的信息。

光外差探测（相干探测）系统则利用光波的振幅、频率、相位来携带信息，而不是利用光强度，所以只有相干光可被用来携带信息，检出信息时需用光波相干的原理。

本节主要讨论和分析直接探测系统的性能。

4.8.1 光电探测器的平方律特性

光电直接探测是将待测光信号直接入射到光探测器光敏面上，光探测器响应于光辐射强度（幅度）而输出相应的电流或电压。

强度调制光电直接探测模型原理图如图 4.66 所示。

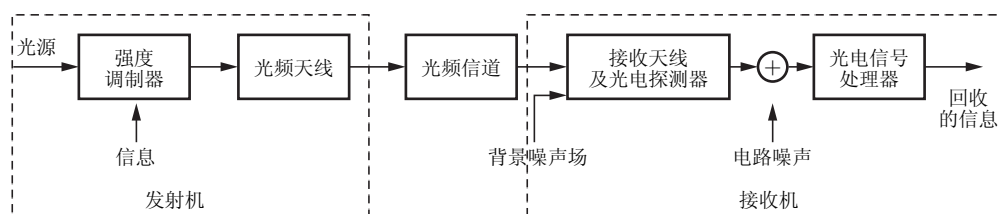


图 4.66 强度调制光电直接探测模型原理图

光电探测器的平方律特性是指，光电探测器的电输出功率正比于入射光功率的平方；光电流正比于光电场振幅的平方。

设入射的信号光电场为

$$E_s(t) = A \cos \omega t \quad (4-102)$$

式中， A 为信号光电场振幅， ω 是信号光的频率。则平均光功率为

$$P_s = \overline{E_s^2(t)} = \frac{A^2}{2} \quad (4-103)$$

光探测器输出的电流为

$$I_s = \alpha P_s = \frac{e\eta}{h\nu} \overline{E_s^2(t)} = \frac{e\eta}{2h\nu} A^2 \quad (4-104)$$

可见，光电探测器对入射功率有响应，响应量是光电流。因此，一个光电探测器可视为一个电流源。

α 为光电变换比例常数， η 为量子效率。

$$\alpha = \frac{e\eta}{h\nu} \quad (4-105)$$

光电探测器输出电功率为

$$P_o = I_s^2 R_L = \left(\frac{e\eta}{h\nu} \right)^2 P_s^2 R_L \quad (4-106)$$

因为光功率 P 正比于光电场的平方，故常常把光电探测器称为平方律探测器。或者说，光电探测器本质上是一个非线性器件。这里包含两方面的意义：一是光电流正比于光电场振幅的平方，二是电输出功率正比于入射规律的平方。

若入射光是调幅波，则有



$$E_s(t) = A[1 + d(t)] \cos \omega t \quad (4-107)$$

式中, $d(t)$ 为调制信号。则输出的电流为

$$I_s = \frac{1}{2} \alpha A^2 + \alpha A^2 d(t) = \frac{e\mu}{h\nu} P_s [1 + d(t)] \quad (4-108)$$

若在探测器的输出端设置有隔直流电容, 则输出的光电流就只包含式 (4-108) 的第 2 项, 这就是包罗探测的基本原理。

4.8.2 信噪比性能分析

1. 模拟系统的信噪比

(1) 若信号为已知波形:

$$(\text{SNR})_p = \frac{S^2(t)}{N^2(t)} = \frac{t \text{ 时刻信号的平方}}{t \text{ 时刻的噪声方均值}} \quad (4-109)$$

(2) 若信号为随机变量:

$$(\text{SNR})_p = \frac{\text{信号功率}}{\text{噪声功率}} \quad (4-110)$$

入射信号光功率为 P_s , 噪声功率为 P_n , 输出的信号电功率为 P_o , 输出噪声功率为 P_{no} , 且有如下关系:

$$P_o + P_{no} = (e\eta/h\nu)^2 \cdot R_L \cdot (P_s + P_n)^2 = (e\eta/h\nu)^2 \cdot R_L \cdot (P_s^2 + 2P_s P_n + P_n^2) \quad (4-111)$$

信号电功率:

$$P_o = (e\eta/h\nu)^2 \cdot R_L \cdot P_s^2 \quad (4-112)$$

噪声功率:

$$P_{no} = (e\eta/h\nu)^2 \cdot R_L \cdot (2P_s P_n + P_n^2) \quad (4-113)$$

输出功率信噪比为

$$(\text{SNR})_p = \frac{P_o}{P_{no}} = \frac{P_s^2}{2P_s P_n + P_n^2} = \frac{(P_s/P_n)^2}{1 + 2(P_s/P_n)} \quad (4-114)$$

① 若 $P_s/P_n \ll 1$, 则有

$$(\text{SNR})_p \approx \left(\frac{P_s}{P_n} \right)^2 \quad (4-115)$$

可见, 输出信噪比等于输入信噪比的平方, 说明直接探测系统不适于输入信噪比小于 1 或者微弱光信号的探测。

② 若 $P_s/P_n \gg 1$, 则有

$$(\text{SNR})_p \approx \frac{1}{2} \frac{P_s}{P_n} \quad (4-116)$$

可见, 输出信噪比等于输入信噪比的一半, 说明直接探测系统不能改善信噪比, 但光电转换后输出信噪比损失并不大, 在实际应用中可以接受, 尤其适用于强光信号探测。

2. 数字系统的信噪比

对于数字系统的信噪比, 用误码率评价它的性能。“0”、“1”码出现错误的概率称为误码率。

数字系统误码示意图如图 4.67 所示。

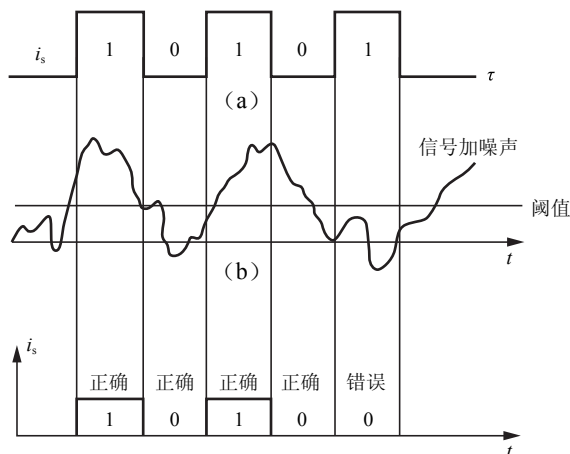


图 4.67 数字系统误码示意图

设置误码出现条件为

$$I_s + I_N < kI_s, \quad I_N < I_s(1-k) \quad \text{或} \quad I_N > kI_s$$

式中, I_N 为噪声电流; I_s 为信号电流; kI_s 为阈值电流值。

平均误码率 P_e 为

$$P_e = \frac{1}{2} [I_N < -I_s(1-k) \text{ 的概率} + I_N > kI_s \text{ 的概率}]$$

I_N 呈正态分布, $P(I_N) = P(-I_N)$, 且 $k = 1/2$ 。

误码率 P_e 为

$$P_e = \int_{-\infty}^{\infty} P(I_N) dI_N = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{I_{s/2}}^{\infty} e^{-\frac{(I_N - \mu)^2}{2\sigma^2}} dI_N \quad (4-117)$$

σ 是噪声电流的方差值; μ 是噪声电流的平均值。一般的噪声电流其平均值 $\mu = 0$ 。

设 $\xi^2 = I_N^2 / 2\sigma$, 则有

$$P_e = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{I_{s/2}}^{\infty} \sqrt{2\sigma} e^{-\xi^2} d\xi \quad (4-118)$$

引入误差函数定义:

$$\text{erfz} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\xi^2} d\xi \quad (4-119)$$

则误码率为

$$P_e = \frac{1}{2} \left[1 - \text{erfz} \frac{I_s}{2\sqrt{2}\sigma} \right] = \frac{1}{2} \text{erfz} \frac{I_s}{2\sqrt{2}\sqrt{I_N^2}} \quad (4-120)$$

误码率与信噪比有关, 当信噪比高时, 误码率就低。

4.8.3 直接探测系统的探测极限

系统的信噪比主要取决于光学系统的接收信噪比 (包括调制形式) 和光电探测器的信噪比, 以及信号处理系统的噪声系数 F 和滤波器的通频带宽度 Δf 。

若设输入信号光功率为 P_s , 则输出信号功率为

$$P_o = (\alpha P_s)^2 = \left(\frac{e\eta}{h\nu} P_s G \right)^2 \quad (4-121)$$



式中, G 为探测器增益。

1. 光伏型及光发射器件的极限信噪比 (灵敏度)

噪声包含暗电流、信号光电流和背景光电流的散粒噪声以及负载电阻的热噪声。

一般情况下, 光伏器件的倍增因子 $G=1$, 而光电倍增管的倍增因子 $G \geq 10^5$ 。

噪声功率为

$$P_{no} = (\overline{i_{NS}^2} + \overline{i_{NB}^2} + \overline{i_{ND}^2} + \overline{i_{NT}^2}) \cdot R_L$$

$$= \left[2 \frac{e^2 \eta}{h\nu} (P_s + P_b) G^2 + 2dI_d G^2 + \frac{4kt}{R_L} \right] \Delta f R_L \quad (4-122)$$

信噪比为

$$(SNR)_P = \frac{P_o}{P_{no}} = \frac{(e\eta/h\nu)^2 \cdot P_s^2}{\overline{i_{NS}^2} + \overline{i_{NB}^2} + \overline{i_{ND}^2} + \overline{i_{NT}^2}}$$

$$= \frac{(e\eta P_s G/h\nu)^2}{\left[\frac{2e^2 \eta (P_s + P_b) G^2}{h\nu} + 2eI_d G^2 + \frac{4kt}{R_L} \right] \Delta f} \quad (4-123)$$

当热噪声是主要噪声源时, 有

$$(SNR)_P = \frac{(e\eta/h\nu)^2 \cdot P_s^2}{4KT\Delta f/R} \quad (4-124)$$

系统的热噪声低于探测器的散粒噪声, 并且暗电流的散粒噪声小于光电流的散粒噪声。

$$(SNR)_P = \frac{\eta P_s^2}{2h\nu (P_s + P_b) \Delta f} \quad (4-125)$$

当背景光功率相对信号功率足够强时, 信号功率产生的散粒噪声可忽略。

背景极限灵敏度为

$$(SNR)_P = \frac{\eta P_s^2}{2h\nu P_b \Delta f} \quad (4-126)$$

若背景光功率 P_b 远小于信号光功率 P_s ,

$$(SNR)_P = \frac{\eta \cdot P_s}{2h\nu \Delta f} \quad (4-127)$$

称为直接检测系统的极限信噪比。

$SNR=1$ 时的等效噪声功率即为最小可探测功率, 即

$$(NEP)_{量} = \frac{2h\nu \Delta f}{\eta} \quad (4-128)$$

改善系统检测极限的方法: 采用有内部高增益的探测器。

比如对于光电倍增管, 倍增因子为 G 。

$$(SNR)_P = \frac{(e\eta/h\nu)^2 \cdot P_s^2 \cdot G^2}{[\overline{i_{NS}^2} + \overline{i_{NB}^2} + \overline{i_{ND}^2}] G^2 + \overline{i_{NT}^2}} \quad (4-129)$$

G^2 很大时, 热噪声可以忽略, 光电倍增管可接近散粒噪声限。

2. 光导探测器直接探测系统的信噪比

主要噪声为复合噪声, 它和偏置电流成比例, 因而它的灵敏度与具体使用条件有关。

光导探测器的极限灵敏度比光伏器件及光电倍增管的极限灵敏度要低，所需理想的最小可探测功率大。

4.8.4 其他参数

1. 检测距离

它是系统灵敏度的另外一种评价指标，与发射和接收系统的大气特性以及目标的反射特性有关。

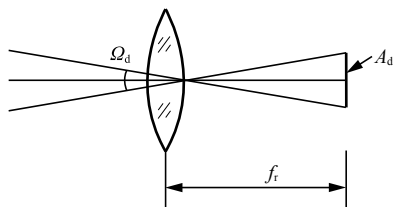


图 4.68 直接探测系统的视场角

2. 直接探测系统的视场角

直接探测系统的视场角表征系统能“观察”到的空间范围，如图 4.68 所示。系统的视场角越大越好。但是增大检测器面积使系统的噪声增大；减小焦距使系统的相对孔径加大。

$$\Omega_d = A_d / f_r^2 \quad (4-130)$$

3. 系统的通频带宽度

检测系统要求 Δf 保持原有信号的调制信息。确定系统频带宽度的几种方法：

- (1) 等效矩形带宽；
- (2) 频谱曲线下降 3dB 的带宽；
- (3) 包含 90% 能量的带宽。

频带宽度越宽，通过信号的能量越大，系统的噪声功率也越大。

4.9 光频外差探测的基本原理

光外差探测是一种对光波振幅、频率和相位调制信号的检波方法。对于光强度调制信号，只要选择的光电探测器适当，都能无失真地转换为电信号，最后由电路完成检波任务，检出所需信息。而光波振幅、频率和相位的调制信号因光频太高，不能直接被光电探测器所响应。采用光外差法，光电探测器可以以输出电信号的形式检出所需信息。光外差探测法在光通信中是很有发展前途的，目前在实时精密测量方面的应用已有显著成效。

4.9.1 光外差原理

光外差探测的基本原理是基于两束光的相干，必须采用相干性好的激光器作为光源，在接收信号光的同时加入参考光（本地振荡光）。参考光的频率与信号光频率极为接近，使参考光和信号光在光电探测器的光敏面上形成拍频信号。只要光电探测器对拍频信号的响应速度足够高，就能输出电信号检出信号光中的调制信号来，如图 4.69 所示。图中用一个激光器射出激光，经半透、半反平面镜 M 后分成两路。一路透射光再经半透、半反平面镜 M_3 后直接投向光电探测器作为参考光；另一路反射光经反射镜 M_1 偏转 90° 方向后投向声光调制器。声光调制器出射光束，由光阑 M_0 选出其一级衍射光，它经反射镜 M_2 偏转后投向半透、半反平面镜 M_3 成为信号光。微调 M_3 使信号光和参考光几乎重合、平行地投向光电探测器，两束光在光敏面上相干。

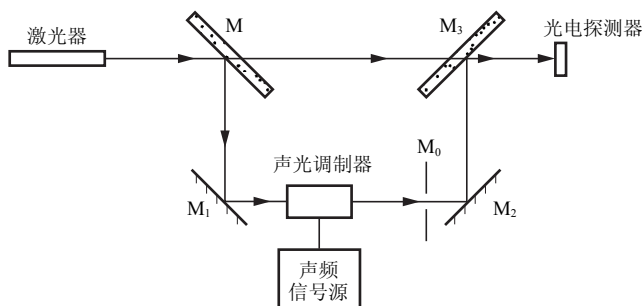


图 4.69 光外差原理图

如果这两束光偏振方向一致（或偏振方向一致的分量），它们就能形成差频信号。声光调制器由声频信号提供声频 ω_1 的信号加到声光调制器上。若调制器是布拉格衍射，则出射的一级衍射光就是声频信号的调制光，其光频率为 $\omega_0 + \omega_1$ 或 $\omega_0 - \omega_1$ （视入射方向而定）。 ω_0 为入射光频率； ω_1 可以是单一频率也可以是小范围变化的频率 $\omega_1(t)$ 。

设入射到探测器上的信号光场为

$$E_s(t) = E_{s0} \cos(\omega_s t + \varphi_s) \quad (4-131)$$

本机振荡光场为

$$E_L(t) = E_{L0} \cos(\omega_L t + \varphi_L) \quad (4-132)$$

入射到探测器上的总光场为

$$E(t) = E_{s0} \cos(\omega_s t + \varphi_s) + E_{L0} \cos(\omega_L t + \varphi_L) \quad (4-133)$$

则光探测器输出的光电流为

$$\begin{aligned} i_p(t) &= \alpha \overline{E^2(t)} = \alpha \overline{[E_s(t) + E_L(t)]^2} \\ &= \alpha \{ \overline{E_{s0}^2 \cos^2(\omega_s t + \varphi_s)} + \overline{E_{L0}^2 \cos^2(\omega_L t + \varphi_L)} + \\ &\quad \overline{2 E_{s0} E_{L0} \cos[(\omega_L + \omega_s)t + (\varphi_s + \varphi_L)]} + \overline{2 E_{s0} E_{L0} \cos[(\omega_L - \omega_s)t + (\varphi_L - \varphi_s)]} \} \end{aligned}$$

其中， $\alpha = \eta q / h\nu$ ； η 为量子效率； $h\nu$ 为光子能量； $(\omega_L - \omega_s)$ 为差频。

式中，第一、二项为余弦函数平方的平均值，是光谱响应项，给出两个直流分量。后两项是光功率的时变项，相应于探测器的频率响应，而不是光谱响应。第三项（和频项）是余弦函数的平均值为零。而第四项（差频项）相对光频而言，频率要低得多。

当差频 $(\omega_L - \omega_s) / 2\pi$ 低于光探测器的截止频率时，光探测器就有频率为 $(\omega_L - \omega_s) / 2\pi$ 的光电流输出。必须注意的是，差频信号是由具有恒定频率（近于单频）和恒定相位的相干光混频得到的，两束光频率必须足够接近，差频信号才能处于探测器的通频带范围内，只有激光才能实现外差探测。混频后的频谱图如图 4.70 所示。

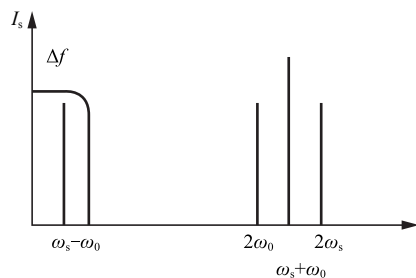


图 4.70 混频后的频谱图

4.9.2 基本特性

外差检测与直接检测的性能比较，具有如下的基本特性：

1) 探测能力强，可获得全部光信息特性

在直接检测中，光探测器输出的光电流随信号光的振幅或强度的变化而变化，光探测器

对信号光的频率或相位变化不响应。

在外差探测中，光探测器输出的中频光电流振幅、频率和相位都随信号光的振幅 aA_sA_L 、频率 $(\omega_L - \omega_s)$ 和相位 $(\varphi_L - \varphi_s)$ 的变化而变化，因此可以把频率调制和相位调制的信号光像幅度调制或强度调制一样进行解调。即光波的振幅、相位及频率的变化都会引起光电探测器的输出，因此外差探测不仅能够检测出振幅和强度调制的光波信号，而且可以检测出相位和频率调制的光信号。

2) 转换增益高

外差探测时经过光电接收器输出的电流幅值为

$$I_{\text{hsm}} = Ka_s a_0 = \sqrt{2K} \sqrt{P_0 P_s} \quad (4-134)$$

P_s 和 P_0 是信号光和本征光的功率。

同样信号光功率下，光外差探测和直接探测得到的信号功率比为

$$G = \frac{I_{\text{hs}}^2}{I_{\text{ds}}^2} = \frac{2K^2 P_s P_0}{K^2 P_s^2} = \frac{2P_0}{P_s} \quad (4-135)$$

式中， G 为转换增益。因为相干探测中，本征光的功率 P_0 远大于接收到的信号光功率 P_s ，通常是高几个数量级，因此 G 可高达 $10^7 \sim 10^8$ 数量级。因此，光外差探测方式具有天然的微弱信号探测能力。 $P_L = 0.5\text{mW}$ 时， P_s 与 G 的关系如表 4.2 所示。

表 4.2 P_s 与 G 的关系

$P_s (\text{W})$	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-10}	10^{-11}
G	1	10	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7	10^8

3) 滤波性能好

形成外差信号，要求信号光和本征信号空间严格对准，而背景光入射方向是杂乱无章的，偏振方向也不确定，不能满足外差空间调准要求，不能形成有效的外差信号，因此光外差检测可以滤掉背景光。同时，通过检测通道的通频带刚好覆盖有用的外差信号的频谱范围，这样杂散光形成的拍频信号也可以被滤掉。

例如，在直接探测中，为了抑制杂散背景光干扰，在探测器前加窄带滤光片，若其带宽为 1nm ，即 $\Delta\lambda = 1\text{nm}$ ， $\lambda = 10.60\text{nm}$ ，则相应的频带宽度为

$$\Delta f_{\text{滤}} = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda = 3 \times 10^9 \text{Hz} \quad (4-136)$$

若使用光外差探测，取差频宽度为信息处理的通频带宽 Δf ，则

$$\Delta f_{\text{IF}} = \frac{\omega_s - \omega_L}{2\pi} = f_s - f_L \quad (4-137)$$

假设目标沿光束方向的运动速度 $v = 15\text{m/s}$ ，对于 $\lambda_L = 10.6\mu\text{m}$ 的本振频率为 f_L 的 CO_2 激光，经目标反射后回波的多普勒频率 f_s 为

$$f_s = f_L \left(1 \pm \frac{2v}{c} \right) \quad (4-138)$$

信号光与本振光的差频为

$$f_s - f_L = \Delta f_{\text{IF}} = f_L \cdot \frac{2v}{c} = \frac{2v}{\lambda_L} = 3 \times 10^6 \text{Hz} \quad (4-139)$$

两种情况下带宽之比为



$$\frac{\Delta f_{\text{滤}}}{\Delta f_{\text{IF}}} = 10^3 \quad (4-140)$$

即在光外差探测中,不使用滤光片时,比加窄带滤光片的直接探测系统具有更加窄的接收带宽。

4) 良好的空间和偏振鉴别能力

信号光和本振光必须沿同一方向射向光电探测器,而且要保持相同的偏振方向。这就意味着光频外差探测装置本身就具备了对光方向的高度鉴别探测能力和对光偏振方向的鉴别探测能力。

5) 信噪比损失小

在假定理想情况下,本征光束是纯正弦形式,不引入误差。

若将输入端信号场、噪声场以及本振场分别用符号 s_i 、 n_i 和 s_L 表示,则入射到光电探测器面上的总输入场可以写为

$$e_i = s_i + n_i + s_L \quad (4-141)$$

根据探测器的平方律特性,输出信号为

$$e_o = s_o + n_o = \alpha e_i^2 = \alpha (s_i + n_i)^2 + 2\alpha s_L (s_i + n_i) + \alpha s_L^2 \quad (4-142)$$

在这三项中, αs_L^2 是直流项,并且 $s_L \gg s_i + n_i$, 因此第1项可以忽略,只有第2项可以通过中频放大器。则

$$s_o + n_o = \alpha e_i^2 = \alpha (s_i + n_i)^2 + 2\alpha s_L (s_i + n_i) \quad (4-143)$$

输出信噪比为

$$(s/n)_o = (s/n)_i \quad (4-144)$$

表明在理想条件下,光外差探测对输入信号和噪声均放大相同的倍数,因而没有信噪比损失。

但是,在加入本征光噪声的情况下,输出信噪比会降低,并且过强的本征光会损坏光外差探测器。

6) 检测灵敏度高

噪声等效功率 NEP, 即量子极限下直接探测系统理论上可探测的最小功率。外差探测的 NEP 为

$$(\text{NEP})_{\text{IF}} = \frac{h\nu \Delta f_{\text{IF}}}{\eta} \quad (4-145)$$

直接探测的 NEP 为

$$(\text{NEP})_{\text{直接}} = \frac{2h\nu \Delta f}{\eta} \quad (4-146)$$

因为 $\Delta f_{\text{IF}} \ll \Delta f$, 所以 $(\text{NEP})_{\text{IF}} \ll (\text{NEP})_{\text{直接}}$ 。

在外差探测情况下,若探测器量子效率 $\eta = 1$, 测量带宽 $\Delta f = 1\text{Hz}$, 系统在量子极限下最小可探测功率为 $2h\nu$, 接近单光子能量。

但是,光外差检测对探测器的要求比直接检测高,要求探测器的响应频带宽、均匀性好、工作温度高。

4.9.3 光频外差探测的相位条件

1. 相位条件

假设信号光和本征光是平面波,两者之间夹角;并假定光探测器的光敏平面是边长为 d

的正方形, 假定本征光垂直入射, 则

$$U_0(t) = a_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (4-147)$$

信号光与本征光波前有一失配角 θ (见图 4.71), 信号为

$$U_s(t) = a_s \cos\left(\omega_s t + \varphi_s - \frac{2\pi \sin \theta}{\lambda_s} x\right) = a_s \cos(\omega_s t + \varphi_s - \beta_1 x) \quad (4-148)$$

设射到光混频器表面的总光场为

$$U_l(t) = U_s(t) + U_0(t) \quad (4-149)$$

则光混频器输出的瞬时光电流为

$$i_{IF} = K d^2 a_s a_0 \cos[(\omega_0 - \omega_s)t + (\varphi_0 - \varphi_s)] \frac{\sin \frac{d\beta_1}{2}}{\frac{d\beta_1}{2}} \quad (4-150)$$

式中, K 是光电灵敏度。

由于 $\beta_1 = \frac{2\pi \sin \theta}{\lambda_s}$, 因此瞬时中频电流的大小与失配角 θ 有关。

实际中失配角很难调整到零, 为了有尽可能大的中频输出, 希望因子 $\frac{\sin \frac{d\beta_1}{2}}{\frac{d\beta_1}{2}}$ 尽可能接近

于 1, 为了满足这一条件, 则

$$\frac{d\beta_1}{2} \ll 1 \quad (4-151)$$

有

$$\sin \theta \ll \frac{\lambda_s}{\pi d} \quad (4-152)$$

即失配角 θ 与信号光波长 λ_s 成正比, 与光混频器的尺寸 d 成反比。波长越长, 光电探测器的尺寸越小, 则容许的失配角就越大; 波长越短, 空间准直要求也越苛刻。

2. 偏振条件

要求信号光与本征光的偏振方向一致, 这样两束光才能按照光束叠加规律进行合成。为了实现这一条件, 通常光电器件前放置偏振片。

3. 频率条件

光频外差探测的频率条件是: ①两者具有高度的单色性和频率稳定度; ②如果信号光和本征光的频率相对漂移很大, 两者频率之差就可能大大超过中频滤波器的带宽; ③通常两束光取自同一激光器, 通过频率偏移取得本征光, 信号光通过调制得到。

为了形成外差检测的光频差, 采用频率调制方法, 一般采用以下三种方法之一:

1) 运动参量调频法

对运动参量进行检测时, 被测运动参量直接对参考光波的频率进行调制, 形成与参考光有一定频差的信号光, 这种频率调制方法称为参量调频法。运动参量调频法利用多普勒效应。运动物体能改变入射到其上的光波的频率, 即频率为 f_0 的单色光入射到速度为 v 的运动物体



上, 被物体散射的光波频率 f_s 会产生多普勒频移, 它与散射的方向有关, 计算公式为

$$\Delta f = \frac{2v}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \sin \left(\alpha + \frac{\theta}{2} \right) \quad (4-153)$$

利用多普勒效应实现运动参量调频的基本原理示意图见图 4.72。

2) 固定频移法

使用频移器件使参考光波相对信号形成一固定的频率偏移, 一般采用声光效应激光频移。

声光器件中以频率为 f 的超声波交变信号激励换能器, 在透明介质内形成折射率的周期变化; 若满足布拉格衍射的条件, 将会产生一级衍射光。一级衍射光与零级衍射光频率产生频移, 可分别作为参考光和信号光。

固定频移法示意图如图 4.73 所示。

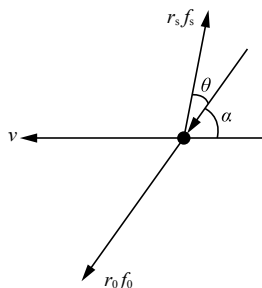


图 4.72 利用多普勒效应实现运动参量调频的基本原理示意图

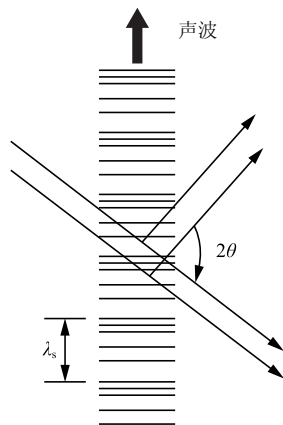


图 4.73 固定频移法示意图

3) 直接调频法

指利用可进行频率调制的激光器产生随时间变化的调频参考光束的频率调制方法。如半导体激光器的直接频率调制, 半导体激光器 LD 具有良好的工作特性, 当注入电流改变时, 激光器的振荡频率能直接变化。

图 4.74 所示为迈克尔逊激光干涉仪直接频率光干涉测量原理图。

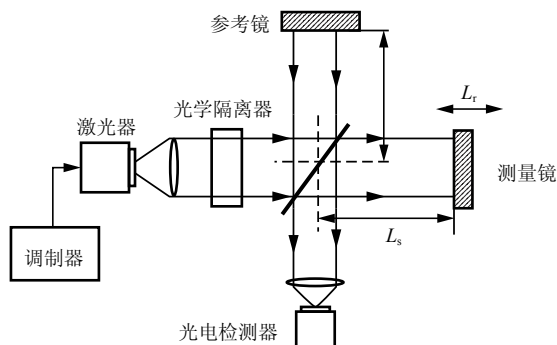


图 4.74 迈克尔逊激光干涉仪直接频率光干涉测量原理图

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} nL = \frac{2\pi v}{c} nL \quad (4-154)$$

光程差为 ΔL ，则两束光波的相位差为

$$\Delta\varphi = 2\pi\Delta L/\lambda_0 = 2\pi v_0\Delta L/c \quad (4-155)$$

注入电流改变 $\Delta i(t)$ ，光频改变为 $\Delta v(t)$ ，则两相干光的附加相位偏移为

$$\Delta\varphi_b(t) = 2\pi\Delta L/\lambda_0 = 2\pi\Delta v_0\Delta L/c \quad (4-156)$$

光电探测器输出的光电流为

$$I_s(t) = I_0 + I_m \cos[\varphi + \Delta\varphi + \Delta\varphi_b(t)] \quad (4-157)$$

干涉信号的强度会随时间改变。

【本章小结】

在现代生活中，光电探测器正影响到生活的方方面面，极大地推进和改善了现代化生活的质量。本章详细介绍光电探测的基本物理效应、光电探测器及其性能参数、各种光电探测器件的基本结构、特性参数的相关知识。在此基础上，进一步探讨直接探测系统和光频外差探测系统的性能，了解各种光电探测器件的实际应用。通过本章学习，为今后选用和设计光电探测器打下基础。

【知识链接】

光电效应 (Photoelectric Effect)

1864 年，麦克斯韦在总结前人研究电磁现象的基础上，建立了完整的电磁波理论。

1887 年，赫兹在做证实麦克斯韦的电磁理论的火花放电实验时，偶然发现了光电效应。赫兹用两套放电电极做实验，一套产生振荡，发出电磁波；另一套作为接收器。他意外发现，如果接收电磁波的电极受到紫外线的照射，火花放电就变得容易产生。赫兹的论文《紫外线对放电的影响》发表后，引起物理学界广泛的注意，许多物理学家进行了进一步的实验研究。

1888 年，德国物理学家霍尔瓦克斯 (Wilhelm Hallwachs) 证实，这是由于在放电间隙内出现了荷电体的缘故。

1899 年，J. J. 汤姆逊用实验方法测得产生的光电流的荷质比，获得的值与阴极射线粒子的荷质比相近，这就说明产生的光电流和阴极射线一样是电子流。这样，物理学家们就认识到，这一现象的实质是由于光照射到金属表面使金属内部的自由电子获得更大的动能，从而使自由电子从金属表面逸出的一种现象。

1900 年，普朗克对光电效应做出了最初的解释，并提出了能量量子化假说。

深入实验发现的规律与经典理论存在诸多矛盾，但许多物理学家还是想利用经典电磁理论来解释光电效应的实验规律。1899—1902 年间，勒纳德 (P. Lenard) 对光电效应进行了系统研究，并命名为光电效应。为了研究光电子从金属表面逸出时所具有的能量，勒纳德在电极间加一可调节反向电压，直到使光电流截止，从反向电压的截止值，可以推算电子逸出金属表面时的最大速度。他选用不同的金属材料，用不同的光源照射，对反向电压的截止值进行了研究，并总结出了光电效应的一些实验规律。勒纳德在 1902 年提出触发假说，假设在电子的发射过程中，光只起触发作用，电子原本就是以某一速度在原子内部运动，光照射到原子上，只要光的频率与电子本身的振动频率一致，就发生共振，电子就以其自身的速度从原子内部逸出。勒纳德认为，原子内部电子的振动频率是特定的，只有频率合适的光才能起触发作用。勒纳德的假说在当时很有影响，被一些物理学家接受。但是，不久，勒纳德的触发假



说被他自己的实验否定。

1905年,爱因斯坦在《关于光的产生和转化的一个启发性观点》一文中提出了光子假说,成功解释了光电效应,因此获得了1921年的诺贝尔物理学奖。按照光子假说,当频率为 ν 的光照射到金属表面时,金属中的电子会吸收光子获得 $h\nu$ 的能量,获得的能量转化为两部分,一部分用于电子逸出金属表面所需要做的功(逸出功 A),另一部分转化为逸出电子的初动能 $\frac{1}{2}mv^2$,即

$$h\nu = A + \frac{1}{2}mv^2$$

上式即为爱因斯坦光电效应方程,它是处理光电效应问题的基础。

爱因斯坦用光量子理论对光电效应提出理论解释后,最初并不被接受。尽管理论与已有的实验事实并不矛盾,但当时还没有充分的实验来支持爱因斯坦光电效应方程给出的定量关系。直到1914年,密立根用实验验证了爱因斯坦光电效应方程是精确成立的,并首次对普朗克常数 h 进行了直接的光电测量,精确度大约是0.5%。

1916年密立根发表了他的精确实验结果,他用6种不同频率的单色光测量截止电压与频率关系曲线,得到一条很好的直线,从直线的斜率求出普朗克常数 h ,其结果与普朗克于1900年从黑体辐射得到的结果符合得很好。

通过大量的实验总结出光电效应具有如下实验规律:

1. 每一种金属都存在极限频率(或称截止频率),即照射光的频率不能低于某一临界值。相应的波长称作极限波长(或称红限波长)。当入射光的频率低于极限频率时,无论多强的光都无法使电子逸出。
2. 逸出光电子的速度与光的频率有关,与光强无关。
3. 光电效应的瞬时性。实验发现,只要光的频率高于金属的极限频率,光的亮度无论强弱,光子的产生都几乎是瞬时的,即几乎在照到金属时立即产生光电流。响应时间不超过 10^{-9}s 。
4. 入射光的强度只影响光电流的强弱,即只影响在单位时间内由单位面积逸出的光电子数目。在光频率不变的情况下,入射光越强,饱和电流越大,即一定频率的光,入射光越强,一定时间内发射的电子数目越多。

由于光电效应可以很方便地将光信号转换成电信号,所以在工农业生产、国防和许多科学技术领域得到了广泛的应用。利用光电效应可以制造多种光电器件,如光电倍增管、电视摄像管和电光度计等。军事目标的搜寻、天体信息的接收和自动控制等都可利用光电效应。

习 题

- 4-1 比较光子探测器与光热探测器在作用机理、性能和应用方面的差异。
- 4-2 总结选用光电探测器的一般原则。
- 4-3 什么是光电效应?光电效应有哪几种?与之对应的光电元件各有哪些?
- 4-4 什么是光电器件的光谱特性?
- 4-5 常用的半导体光电器件有哪些?它们的电路符号是什么?
- 4-6 叙述常见光电元件的工作原理和基本结构。

- 4-7 用光敏电阻设计一款路灯自动控制器。
- 4-8 用光电池设计一款自动吹风干手器控制器。
- 4-9 热电器件的最小可探测功率与哪些因素有关？
- 4-10 总结选用热释电器件的一般原则。
- 4-11 比较直接探测和外差探测技术的原理及应用特点。
- 4-12 分析热释电原理、器件与应用特点。
- 4-13 某热电传感器的探测面积为 5mm^2 ，吸收系数 $\alpha=0.8$ ，试计算该热电传感器在室温 300K 与低温 280K 时 1Hz 带宽的最小探测功率 P_{NE} 、比探测率与热导 G 。

第 5 章

光纤通信技术

【学习目标】

通过本章学习，掌握光纤通信的原理，光纤的相关参数，光纤中损耗和色散的相关知识，常见的光通信器件的基本原理、特性和使用，光纤通信系统中复用技术的原理、方法和实际应用。了解光纤通信系统的相关规范以及光纤的制备方法。

【学习要求】

- 熟悉光纤的参数、分类等基本知识
- 熟悉几何光学分析光信号在光纤中传输的相关结论
- 熟悉波动理论分析光信号在光纤中传输的相关结论
- 掌握光纤的损耗及色散的分析、计算、测量、补偿以及其他相关应用
- 熟悉常见光通信器件的原理、特性以及它们在光纤通信系统中的实际应用

【引例】

光纤通信系统是目前世界通信系统的主要模式，比以前的电缆通信系统无论从性能还是成本上都有极大优势。正是由于光纤用于现代通信系统，才使得我们能够成功构建今天高速、多元化的信息社会。图 5.1 所示就是用于通信的光缆卷。



图 5.1 用于通信的光缆卷

5.1 光纤基本知识

5.1.1 光纤的发明和发展

光纤是光导纤维 (optical fiber) 的简写, 是一种利用光介质分界面上可能发生全反射的原理传输光能的工具。

尽管早在 1870 年, 英国物理学家廷达尔 (Tyndall) 就发现全反射光可以顺着弯曲的水流或者玻璃管前进, 但是由于当时的光纤损耗非常大, 甚至超过了 $1\,000\text{dB/km}$, 以至于根本无法用于通信系统, 仅仅只能用于短距离的光线或图像的传输。

1966 年, 英籍华裔学者高锟博士 (K. C. Kao) 在 PIEEE 杂志上发表论文《光频介质纤维表面波导》, 预言了通过改进光纤制备工艺制造通信用的超低耗光纤的可能性, 由此理论上证明了可以用光纤作为传输媒体以实现光通信。1970 年美国康宁公司用改进的化学气相沉积法 (MCVD 法) 成功研制成传输损耗只有 20dB/km 的低损耗石英光纤。同年, 美国贝尔实验室研制出世界上第一只在室温下连续工作的砷化镓铝半导体激光器, 为光纤通信提供了一种实用光源。1970 年是光纤通信发展史上的一个重要里程碑, 从此光纤通信步入了一个迅猛发展的时期。此后短短 20 年内, 石英光纤损耗降至 0.14dB/km , 已经接近了石英的理论损耗极限。而掺铒光纤放大器 (EDFA) 的发明和应用, 进一步使光纤通信在世界范围内形成了一个充满活力的新兴产业。

我国尽管通信基础设施相对薄弱, 但光纤通信技术的发展与应用仍然很迅猛。1973 年, 我国当时的邮电部武汉邮电学院开始研究光纤通信。1979 年赵梓森拉制出我国自主研发的第一根实用光纤。到 2012 年, 中国的光纤产能已达到 1 亿 2 千万芯千米, 预计到 2013 年将达到 1 亿 8 千万芯千米。

光纤应用于通信系统, 具有许多金属导线和同轴电缆所无法比拟的优势。

(1) 频带宽, 传输容量大。

(2) 损耗低, 传输距离远, 损耗受温度影响小, 同时在部分频段内 (如有线电视频道) 损耗和频率无关, 无须引入均衡器。

(3) 重量轻, 体积小, 不易受到电磁干扰, 且安全性、保真性都远好于电缆。

(4) 成本低, 生产光纤的原料石英来源广泛, 储量远远大于铜和铝等金属材料, 价格上要便宜得多。

正是由于有这些优点, 用光纤取代传统的金属导线传输信息已经成为一个必然的发展趋势。目前, 在我国已经实现了骨干网及城域网的“光纤化”, 正在逐步实施接入网的“光纤化”。近两年, 在武汉地区大部分住宅小区都实现了中国电信的“光纤到户” (FTTH), 这些小区使用电信 ADSL 宽带互联网的用户可根据需要选择 20Mbps 或更高带宽的网络服务。截至 2011 年年底, 中国光纤接入端口数已超过 1 亿个, 同比增长超过 100%; 中国光纤接入用户数已达 1 556 万户, 同比增长超过 370%。比起中国 1.58 亿的宽带用户数, 光纤接入用户数还将会有非常广阔的上升空间。根据我国光纤宽带发展计划, 到 2015 年全国互联网出口带宽达到 5Tbps , 城市家庭带宽接入能力基本达到 20Mbps 以上, 农村家庭带宽能力基本达到 4Mbps 以上; 家庭光纤接入覆盖超过 500 万户; 无线局域网的公共运营热点规模将超过 15 万个; 届时将实现全市公益性机构光纤到达率 100%, 实现全部科技园区、工业园区、商务楼



宇、宾馆酒店等商务类场所的光纤到楼、到办公室。这些数据都表明光纤宽带的普及也是大势所趋，未来宽带市场的竞争很大程度上是光纤宽带的竞争。

除了在通信产业的应用外，由于部分光纤中光波的传输特性对于外界物理条件的变化非常敏感，从而可制成各种性能优越的光纤传感器。同时光纤在医学和精密测量实验中也经常用于内窥和照明。另外，光纤照明和 LED 照明已越来越多用于艺术装修和美化。

5.1.2 光纤的基本工作原理和结构

光从一种介质射向另一种介质，在两种介质的分界面处会产生折射和反射，折射光与反射光的角度会遵从折射定律以及反射定律随入射光的角度变化而变化。当光从折射率高的介质射向折射率低的介质时，如果入射角大于某一临界值，折射光就会消失，只有反射光，这一现象称为全反射。不同介质的折射率不同，相同介质对不同波长的光折射率也不同。光纤就是基于以上原理设计的一种介质圆柱光波导，它利用折射和全反射约束并导引光波在其内部或其表面附近沿其轴线方向向前传播。

光纤的基本结构一般分为如图 5.2 所示的三层：纤芯、包层和套层。纤芯由高透明低损耗的材料构成，通常是通过严格工艺加工的石英玻璃，光纤中的光波将在纤芯中传播。包层由比纤芯折射率稍低的介质构成（如硅玻璃），既起到和纤芯共同构成光波导的作用，也起到保护纤芯的作用。套层通常是一层柔软的树脂涂层（如塑料），用于保护光纤，增强其机械性能，同时套层一般有较大损耗，可以抑制相邻光纤之间的串扰。

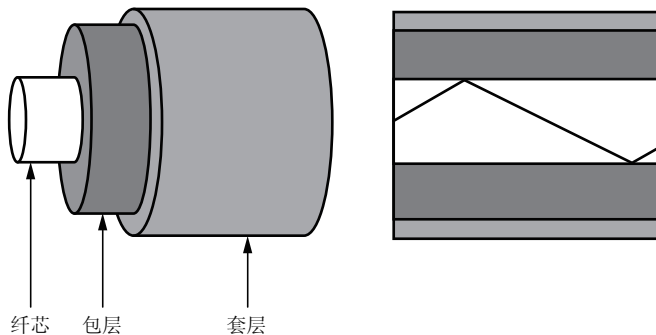


图 5.2 光纤的结构和基本工作原理

由于纤芯的折射率高于包层，光从纤芯射向包层的时候可以发生全反射，如图 5.2 所示，因此能将光波约束在纤芯中传播。这就是光纤工作的基本原理。

5.1.3 光纤的分类

简单来说，光纤可以分成两大类：通信用光纤和非通信用光纤。前者主要用于光纤通信系统，后者主要用于光纤传感器、医学内窥、装饰等领域。具体来说，按照光纤的材料、折射率分布，传输模式等标准，可以有很多不同分类方法。

按制作光纤的材料可以分为石英光纤和全塑光纤。

石英光纤的纤芯和包层是由经过严格提纯工艺加工的高透明石英玻璃制成的，有时候根据需要会掺入某些杂质。石英光纤具有非常低的损耗和中等程度的色散，同时生产成本较低，因此目前通信系统中用的主要是石英光纤。

全塑光纤由高透明的光学塑料（聚苯乙烯或聚甲基丙烯酸甲酯）制成。相对于石英光

纤，全塑光纤具有重量轻、韧性好、纤芯粗、数值孔径大等优点。但是目前全塑光纤的损耗相对较大，带宽较小，因此不适合用于长距离通信系统中，主要用于室内计算机联网、船舶内通信、卫星和航空器内部通信等领域。

按照光纤中光传输的模式可以分为单模光纤和多模光纤。

多模光纤中可以有多种模式的光信号传播，但是模间色散大，随着传输距离增大，带宽会减小，因此普通多模光纤不适用于长距离传播。

单模光纤中只有一个模式的光传播，其纤芯通常很细。人们发现 $1.13\mu\text{m}$ 处，单模光纤的材料色散和波导色散正好抵消，因此 $1.31\mu\text{m}$ 是单模光纤的理想工作窗口， $1.31\mu\text{m}$ 波长区域是使用光纤通信的常用波段。另外，单模光纤只有一种模式传播，因此，模间色散小，适合远程通信线路。

另外，根据最佳传输波长窗口分类，可以分为常规型单模光纤和色散位移型单模光纤（DSF）。为了适用于波分复用多信道传输，人们又研制出非零色散位移光纤。

按光纤剖面折射率分布分类，可以分为阶跃折射率光纤和渐变折射率光纤。

两种光纤的剖面折射率分布如图 5.3 所示。对于阶跃折射率光纤（SIF），纤芯和包层折射率都是均匀分布的，分别为 n_1 和 n_2 ，且 $n_1 > n_2$ 。即折射率在纤芯和包层分界面上发生突变（如图 5.3（b）所示）。阶跃折射率光纤（SIF）剖面折射率 n 随到纤芯轴线的距离 r 的变化关系可以表示为

$$n = \begin{cases} n_1 & 0 \leq |r| \leq a \\ n_2 & |r| > a \end{cases} \quad (5-1)$$

式中， a 为纤芯半径。

由于包层折射率低于纤芯折射率，因此光线可以在包层和纤芯分界面处不停发生全反射而向前传播。但是由于不同模式的光全反射角不同，传播路径不同，传播的时间也不同，因此产生延时差，造成光脉冲展宽。因此这种光纤模间色散较大，传输频带不高，传输速率也不能太高，主要用于短程低速通信。

对于渐变折射率光纤，纤芯中的折射率是按某一种函数形式连续变化的，轴线处折射率最大，等于 n_1 ，纤芯折射率随着远离轴线逐渐减小，纤芯和包层分界面上折射率等于 n_2 ，而包层内折射率一般保持不变（如图 5.3（c）所示）。渐变折射率光纤（GIF）剖面折射率 n 随到纤芯轴线的距离 r 的变化关系可以表示为

$$n(r) = \begin{cases} n_1 [1 - 2\Delta (r/a)^\alpha]^{1/2} & 0 \leq |r| \leq a \\ n_2 & |r| > a \end{cases} \quad (5-2)$$

式中， $\Delta \approx (n_1 - n_2)/n_1$ ，为纤芯轴线和包层折射率的相对差别； α 是描述折射率分布曲线形状

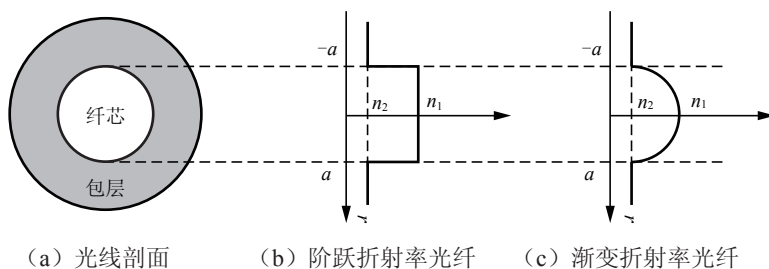


图 5.3 阶跃折射率光纤和渐变折射率光纤

的参数。根据式 (5-2), $\alpha \rightarrow \infty$ 对应阶跃折射率光纤; $\alpha = 2$ 时, 纤芯折射率按抛物线分布, 通常称为“自聚焦光纤”。

渐变折射率光纤可以让高次模以正弦形式传播, 减少模间色散, 提高带宽, 增加传输距离。

光纤分类方法很多, 按不同分类方法, 同一光纤可以有很多名字。为了使光纤具有统一的国际标准, 国际电信联盟 (ITU-T) 制定了统一的标准 (G 标准), 见表 5.1。

表 5.1 国际电信联盟 (ITU-T) 光纤标准

名 称	类 型
G. 651	多模渐变型折射率光纤
G. 652	非色散位移光纤
G. 653	色散位移光纤
G. 654	截止波长位移光纤
G. 655	非零色散位移光纤

5.1.4 光纤的制造

通信用的光纤多为石英光纤, 其原料就是 SiO_2 , 和我们造房子用的沙子一样。但是普通石英材料是不能制作通信用光纤的。要制作低损耗的光纤必须有几个要求:

- ① 光纤原材料必须要高纯度的 SiO_2 , 一般来说其中的重金属 (Fe、Cu、Ni、Cr、Mn) 离子含量只能是 10^{-10} , 氢氧根 (OH^-) 含量只能是 10^{-8} , 但是为了造成包层和纤芯折射率不同, 又要掺入部分杂质;
- ② 制作过程中必须防止杂质污染和气泡混入;
- ③ 要准确控制制作尺寸, 通常精度要达到 $1\mu\text{m}$ 甚至更高;
- ④ 减少光纤表面损伤, 提高其机械性能。

同时, 对于不同的光纤还要按要求控制好其折射率分布, 这一点在制作渐变折射率光纤的时候难度更大。

根据以上要求, 制作光纤必须要先对材料进行提纯。大致的过程是先将原料加热到 $2\,230^\circ\text{C}$, 使得石英汽化, 然后再降温到 $2\,000^\circ\text{C}$, 使得气态的石英冷凝成液体, 由于重金属的液化温度高于石英, 这样就可以将重金属成分分离出来, 然后再加热到 $7\,000^\circ\text{C}$, 再冷凝就可以分离杂质。这样制作的原料非石英成分仅仅只剩下 10^{-6} 。最后再通过其他制作工艺进一步提高纯度。

制造光纤的方法很多, 目前主要有: 改进化学气相沉积法 (MCVD)、等离子体化学气相沉积法 (PCVD)、管外气相沉积法 (OVD) 和轴向气相沉积法 (VAD)。但不论用哪一种方法, 都要先在高温下做成预制棒, 然后在高温炉中加温软化, 拉成长丝, 再进行涂覆、套塑, 成为光纤芯线。

改进化学气相沉积法 (MCVD) 主要利用高温氧化反应, 主要原料是 SiCl_4 和 GeCl_4 , 其中 SiCl_4 在高温下氧化生成的石英是作为光纤主体材料, 而 GeCl_4 高温下氧化生成的 GeO_2 是作为掺杂物质。如图 5.4 所示, 材料在氢氧喷灯加热的石英包皮管内壁沉积为预制棒的锥形, 其折射率分布和光纤一致, 只是直径不一样。然后经过成棒工艺将这种空心的锥形棒制作成

纤芯预制棒。MCVD 工艺形成的预制棒纯度可以控制得非常严格，缺点在于不容易制作多模光纤。

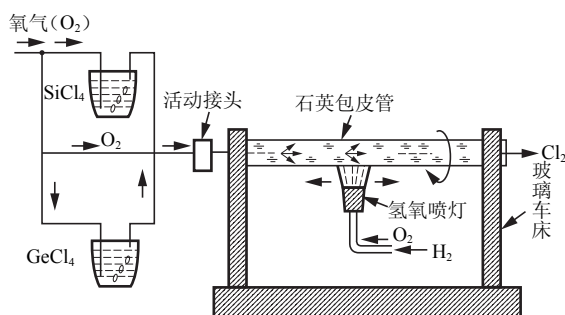


图 5.4 MCVD 工艺示意图

等离子体化学气相沉积法 (PCVD) 和改进化学气相沉积法 (MCVD) 工艺上很类似，但是原理上完全不同。PCVD 是使用微波加热产生等离子体，正负离子重新结合释放的热量可作为热源熔化反应物从而在管内壁沉积成石英薄层。利用 PCVD 工艺可以非常容易地准确控制棒内折射率分布，制造剖面折射率分布复杂的光纤。

由于 MCVD 和 PCVD 都是在石英管内沉积，所以预制棒的尺寸受到石英包皮管的限制，直径都比较小。如果要制造大直径的预制棒就要用到管外气相沉积法 (OVD) 和轴向气相沉积法 (VAD)。

OVD 工艺示意图如图 5.5 所示，原料在氢氧喷灯加热下生成石英和掺杂在芯棒的外表面沉积，然后去掉芯棒将中空的玻璃棒烧结成实心预制棒。

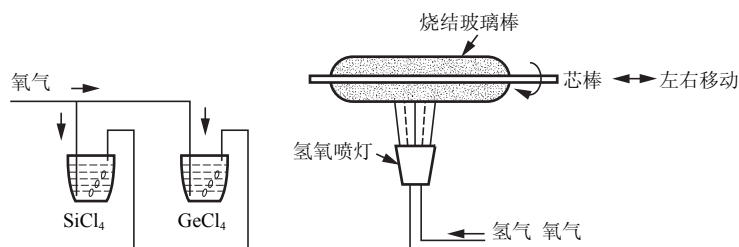


图 5.5 OVD 工艺示意图

VAD 工艺示意图如图 5.6 所示，其原理和 OVD 相同，不同的是 VAD 中预制棒的生长方向是沿轴线方向，因此可以连续工作生产，形成大型号的预制棒，便于拉制长光纤。

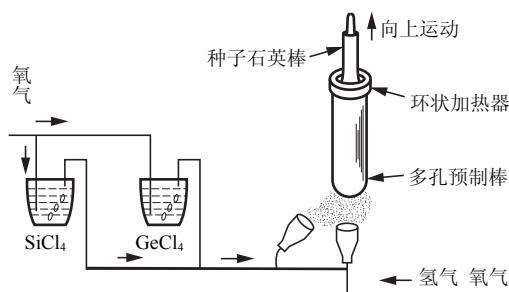


图 5.6 VAD 工艺示意图

预制棒通过拉丝工艺就可以制作光纤，其示意图如图 5.7 所示。预制棒的尖端被加热到 2 000℃左右就达到了熔融状态。这时候经过适当的牵引就可以拉成丝状，拉丝过程中通过控制牵引速度对其直径进行控制。一般包层直径约为 125μm，第一次涂覆后直径约为 250μm，第二次涂覆后约为 900μm，最后缠绕到卷盘上。

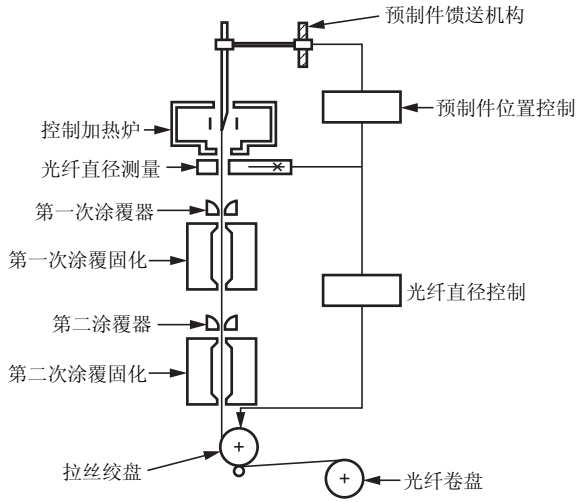


图 5.7 拉丝工艺示意图

最后光纤应用时还要做成光缆，它是由数根光导纤维合并先组成光导纤维芯线，外面被覆塑料皮，再把光导纤维芯线组合成光缆，其中光导纤维的数目可以从几十到几百根，甚至上千根。

5.1.5 光纤通信系统

一般光纤通信系统可以由信号源、光发送机、信道、光接收机组成，如图 5.8 所示。其中信号源输出的一般都是电信号，然后在光发送机中经过调制器调制之后，其信息由载波源（一般是半导体激光器或者发光二极管）发出的光信号携带输出，再通过耦合器将光信号耦合到信道，即光纤中。光信号在光纤中传播的时候需要利用中继器和放大器防止信号衰减过大。经过光接收机检测、放大并解调制还原原始的电信号，最终提供给客户。

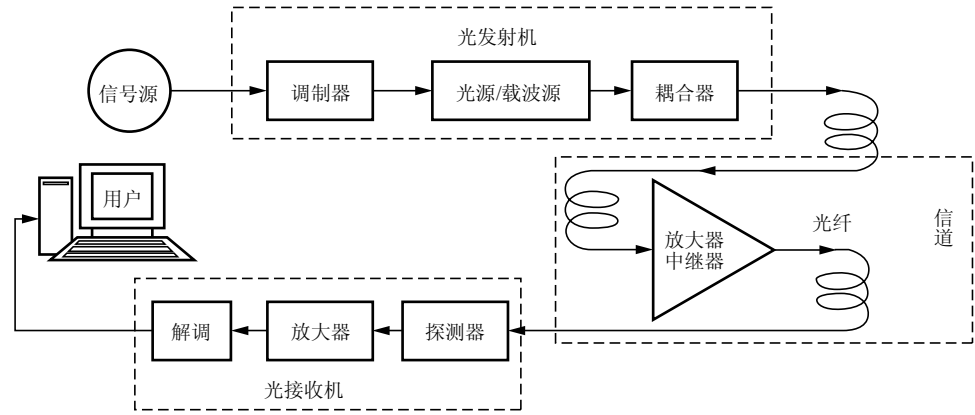


图 5.8 光纤通信系统示意图

5.2 光在光纤波导中的传播

5.2.1 光纤原理的几何光学描述

根据上一节的内容, 光纤可以传导光是因为光在纤芯和包层的分界面发生全反射, 由此光被约束在纤芯内传播。

以阶跃折射率光纤为例, 如图 5.9 所示, 光从空气中进入纤芯, 在分界面处发生折射, 根据斯涅尔定律, 有

$$n_0 \sin i = n_1 \sin r \quad (5-3)$$

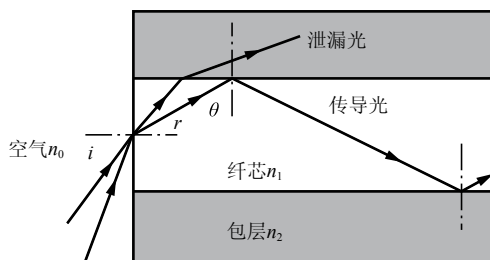


图 5.9 阶跃折射率光纤

光进入纤芯后又从纤芯射向包层, 根据全反射规律, 只要在纤芯和包层分界面上的入射角 θ 满足 $\sin \theta > n_2/n_1$, 光就会在此处发生全反射, 射回纤芯, 此后不断在纤芯和包层分界面上发生全反射, 一直被约束在纤芯中向前传播。

但是如果入射角 i 太大, 就会使得折射角 r 比较大。而根据几何关系 $\theta + r = \pi/2$, 这样会导致 θ 太小, 以至于 $\sin \theta > n_2/n_1$ 不能得到满足。此时全反射不会发生, 大部分能量的光就会从透明的包层中射出, 而不会被约束在纤芯内。因此, 如果要将光有效地约束在纤芯内, 必须满足

$$\sin \theta = \sin \left(\frac{\pi}{2} - r \right) \geq \frac{n_2}{n_1} \quad (5-4)$$

由式 (5-3) 和式 (5-4) 可得

$$n_0 \sin i \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (5-5)$$

如果取空气折射率为 $n_0 = 1$, 那么入射角的最大值为

$$i_a = \arcsin \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \arcsin \text{NA} \quad (5-6)$$

式中, i_a 称为光纤的收光角; $\text{NA} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, 称为光纤的数值孔径。

数值孔径通常也用包层和纤芯的折射率相对差别来表示, 即

$$\text{NA} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (5-7)$$

式中, $\Delta = (n_1^2 - n_2^2) / 2n_1^2$ 是包层和纤芯的折射率相对差别。对于阶跃折射率光纤, Δ 一般只有千分之几, 所以可以认为

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} = \frac{(n_1 - n_2)(n_1 + n_2)}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (5-8)$$

数值孔径 NA 是光纤的重要参数, 它描述光纤收光的能力。数值孔径较大的光纤可以耦



合较大范围入射角的光,即使是像 LED 这样的光源发出的发散光也可以被耦合到其中传播。同时数值孔径较大的光纤还使得光纤在弯曲的时候能传播更大范围的光。

【例 5-1】 阶跃折射率光纤的纤芯和包层折射率分别为 1.47 和 1.50。根据几何光学方法计算该光纤的数值孔径和收光角。

解: 根据式 (5-7), 该光纤的数值孔径为

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sqrt{1.50^2 - 1.47^2} = 0.30$$

根据式 (5-6), 该光纤的收光角为

$$i = \arcsin NA = \arcsin 0.30 = 17.4^\circ$$

【例 5-2】 阶跃折射率光纤的纤芯和包层相对折射率差为 1%, 纤芯折射率为 1.46。求光纤的数值孔径和收光角。

解: 根据式 (5-7), 该光纤的数值孔径为

$$NA = n_1 \sqrt{2\Delta} = 1.46 \times \sqrt{2 \times 0.01} = 0.21$$

根据式 (5-6), 该光纤的收光角为

$$i = \arcsin NA = \arcsin 0.21 = 12.1^\circ$$

如果有太多不同角度的光线在光纤中传播, 由于不同光线走的路径不一样, 而纤芯折射率又处处相同, 这会导致不同角度入射的光线传播到终点的时间不一致, 这就造成了输入光脉冲的展宽, 这就是多模光纤的模间色散。如果光脉冲被展宽, 相邻光脉冲之间就会产生交叠, 在交叠区会发生干涉。一旦交叠区较大, 干涉效应会使得相邻的两个脉冲不可分辨, 这样信号就会发生失真。

光脉冲展宽 Δt 可以用光经过最长距离和最短距离的时间差来估计。假设光纤长度为 L 。光在其中传播的最短路径就是沿轴线传播, 传播速度为 c/n_1 , 因此传播到光纤另一端需要的时间为

$$t_1 = \frac{n_1 L}{c} \quad (5-9)$$

光在其中走的最长路径 (仅考虑子午面内光线) 为以最大入射角入射的光纤, 即以角度 $\arcsin NA$ 入射的光线, 该光线进入光纤后会以全反射临界角射到包层和纤芯的分界面上。所以, 此光线与轴线的夹角为 $\varphi = \arccos (n_2/n_1)$, 相应的光线传播的路程为 $L/\cos \varphi$ 。因此, 该光线传播到光纤另一端需要的时间为

$$t_2 = \frac{n_1^2 L}{n_2 c} \quad (5-10)$$

光脉冲展宽 Δt 就是光经过最长距离和最短距离的时间差, 即

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{n_1 L n_1 - n_2}{c} \approx \frac{n_1 L}{c} \Delta \quad (5-11)$$

式中, L 为光纤长度。

信号的带宽 B 可以用光脉冲展宽的倒数来表示, 即^[5]

$$B = \frac{1}{\Delta t} \approx \frac{c}{n_1 L \Delta} \quad (5-12)$$

如果取典型值 $\Delta = 0.3\%$, 光纤长度 1km, 光脉冲展宽为 15ns, 带宽仅有 70MHz。注意到这仅仅是传播 1km 的情况, 根据式 (5-12), 传播距离越长, 带宽会越小。因此, 阶跃折射率光纤不适合于长距离的多模信号传输。

以上我们只考虑了纤芯中光线在一个平面内（子午面内）传播的情况（见图 5.10（a）），实际上光线在纤芯中还可以如图 5.10（b）所示那样沿螺旋折线传播。如果考虑这种传播方式，由于最大传播路径更长了，导致不同角度入射的光到达终点的延时差更大，因此光脉冲的展宽会更大。

为了解决多模阶跃折射率光纤中模间色散的问题，人们发明了渐变折射率光纤（GIF）。其纤芯中折射率从轴线到与包层交界面逐渐减小，一般来说其剖面折射率 n 随到纤芯轴线的距离 r 的变化关系可用式（5-2）描述。根据光线方程可判断，光在渐变折射率光纤中会永远向轴线方向偏转，形成如图 5.11 所示的曲线传播路径。

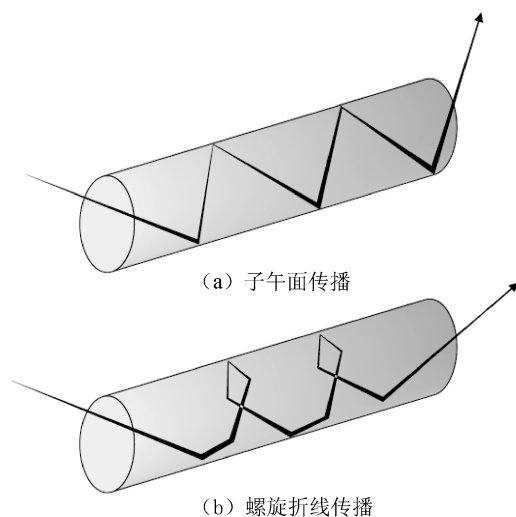


图 5.10 阶跃折射率光纤中的光线传输

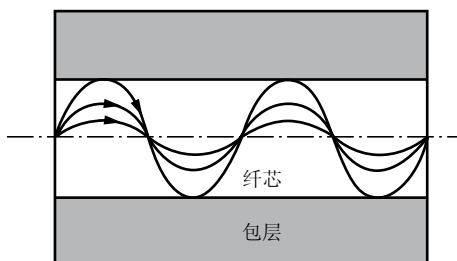


图 5.11 渐变折射率光纤中的光线

在渐变折射率光纤中，不同光线的光走的路径仍然不同，但是传播到终点的延时却大大减小。离轴线近的路径短，但是折射率大，光线在其中的传播速度慢；而离轴线远的路径虽然长，但是折射率小，光线在其中传播速度快。所以各模式传播到终点时间相差不大。

特别的对于 $\alpha=2$ 的情况，这时脉冲展宽约为

$$\Delta t \approx \frac{n_1 L \Delta^2}{c \cdot 2} \quad (5-13)$$

比阶跃折射率光纤减少了 $\Delta/2$ 倍（约 1 000 倍），带宽也增大了 $\Delta/2$ 倍（约 1 000 倍）。此时光线方程的近似解为正弦函数形式，表示光线在纤芯中走的路线近似为正弦形状，所以不同路径的光线经过一定距离后必然汇合到同一点，消除了模间色散。因此这种 $\alpha=2$ 的光纤通常称为自聚焦光纤。但实际中这种光纤并不是零色散的，一方面是由于前面的计算是基于几何光学的旁轴近似，另一方面前面并没有考虑光纤材料本身的色散。

对于渐变折射率光纤也可以定义数值孔径，不过这时数值孔径是到纤芯距离的函数，即

$$NA(r) = \sqrt{n^2(r) - n_2^2} \quad (5-14)$$

因此，渐变折射率光纤比同样纤芯直径的阶跃折射率光纤收光能力弱一些。

5.2.2 光纤中的电磁波

前面对于光在光纤中的传播是用几何光学的方法讨论的，根据前面的内容，只要在数值



孔径范围内的光都可以在光纤中传播，也就是说有无穷多种连续的模式可以在光纤中传播。但实际上由于光是电磁波，如果从波动光学的角度考虑干涉，实际上只有有限多个离散的模式可以在其中传播，本节将利用经典电磁理论来讨论光在光纤波导中的传播。

根据经典电磁理论，电磁波的传播可以用麦克斯韦方程来描述，对于光纤中传播的电磁波，只需要考虑没有自由电荷和自由电流的情况，即

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5-15a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (5-15b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (5-15c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (5-15d)$$

式中， \mathbf{E} 是电场强度， \mathbf{H} 是磁场强度， \mathbf{D} 是电位移， \mathbf{B} 是磁感应强度。

对于线性各向同性介质，这四个场矢量之间满足线性关系，即

$$\mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{D} \quad (5-16a)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (5-16b)$$

式中， ε 是电导率， μ 是磁导率。

将以上线性关系代入麦克斯韦方程式 (5-15a) 和式 (5-15b)，再对这两个方程取旋度，然后利用式 (5-15c) 和式 (5-15d) 即可得到波动方程：

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (5-17a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (5-17b)$$

通过求解以上波动方程就可以得到波导中传播的光波模式。然而波动方程既包含时间的导数又包含空间的导数，不方便求解，因此必须对其进行时间、空间变量分离。对于光纤中传播的线性单色电磁波，如果选择光纤轴线方向为 z 方向，电场和磁场分别可以写成时空变量分离的形式：

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, y, z) \exp(i\omega t) \quad (5-18a)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}(x, y, z) \exp(i\omega t) \quad (5-18b)$$

带入到波动方程中即可得到

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (5-19a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (5-19b)$$

式中， k 为波矢的大小，通常也称为波数或电磁波在光纤中的传播常数，可以表示为

$$k = \omega \sqrt{\varepsilon \mu} = \omega n / c = 2\pi / \lambda \quad (5-20)$$

特别的 $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = \omega / c$ 称为真空中的传播常数。

在式 (5-19a) 和式 (5-19b) 中的场都有 x 、 y 、 z 三个方向的分量，表面上看要完全确定光纤中的场分布必须将两个场各自的三个分量都求出来。然而实际上并不需要这么复杂，根据麦克斯韦方程，可以用 z 方向的场分量来表示其他和 z 垂直的方向的场分量。这样只需要计算 z 方向的两个场分量 E_z 和 H_z 就可以完全唯一地确定整个场分布。所以，可以将式 (5-19a) 和式 (5-19b) 写成 z 分量的方程，即

$$\nabla^2 E_z + k^2 E_z = 0 \quad (5-21a)$$

$$\nabla^2 H_z + k^2 H_z = 0 \quad (5-21b)$$

一般主要考虑的是圆柱形光纤中的电磁场分布，所以计算中采用柱坐标会比较合适。柱坐标下，拉普拉斯算符应该为如下形式：

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (5-22)$$

带入到式 (5-21a) 和式 (5-21b) 中即可得柱坐标下的 z 分量波动方程，即

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_z = 0 \quad (5-23a)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 H_z = 0 \quad (5-23b)$$

其中的折射率 n 可以取包层或纤芯的折射率来求解相应的区域的场。

一般来说，在无损耗也无增益的光纤波导中，纵向（轴线方向即 z 方向）电磁波以行波形式传播，而横向（和轴向垂直的方向）电磁波以驻波形式存在。因此，光纤内的场分布沿轴线方向的幅度不变，变化的仅仅是相位，因此场分布随 z 的变化是 $e^{i\beta z}$ 的形式。因此，我们可以将电磁场的 z 分量进行变量分离，使得波动方程更容易求解，即

$$E_z(r, \phi, z) = E_z(r, \phi) \exp(i\beta z) \quad (5-24a)$$

$$H_z(r, \phi, z) = H_z(r, \phi) \exp(i\beta z) \quad (5-24b)$$

式中， β 是 z 方向的波矢分量的大小，即 z 方向传播常数，也称为纵向传播常数。将此两式带回到波动方程式 (5-23a) 和式 (5-23b) 中，可得到关于场分量 $E_z(r, \phi)$ 和 $H_z(r, \phi)$ 横向模式的波动方程，即

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E_z = 0 \quad (5-25a)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) H_z = 0 \quad (5-25b)$$

在讨论光纤中的场分布的时候，通常会涉及很多描述场分布特性的物理量，下面我们对这些物理量一一进行介绍。

传播常数 κ ，即波矢量的大小，也就是波数，用式 (5-20) 表示。在描述光纤中场分布的时候，最重要的两个物理量就是纵向传播常数 β 和横向传播常数 κ 。

纵向传播常数 β 是 z 方向的波矢分量的大小，即 z 方向传播常数。它描述电磁波传播中相位在 z 轴方向单位长度上的变化大小，也就是相位相等的面在 z 方向的空间变化频率。 β 对应光纤中传播的模式。

横向传播常数 κ 是和 z 垂直的方向上波矢分量的大小。根据矢量的合成原理 $\beta^2 + \kappa^2 = k^2$ 可得

$$\kappa = \sqrt{n^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (5-26)$$

在纤芯中 $\beta < n_1 k_0$ ， κ 为实数，表示纤芯中电磁场横向以驻波形式存在；在包层中 $\beta < n_2 k_0$ ， κ 为虚数，表示纤芯中电磁场横向以消逝波形式存在， $|\kappa|$ 越大表示包层中电磁场衰减越快。为了描述方便，通常对于纤芯和包层分别定义两个实参数 U 和 W ：

$$U = a \sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (5-27)$$

$$W = a \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k_0^2} \quad (5-28)$$

这样 U 就表示纤芯中横向场的振荡频率, 而 W 就描述包层中消逝波的衰减速度。

由于 β 和 κ 都是波动方程的本征解对应的本征值, 一般是取分立值, 每一个 β 或 κ 的值都对应一组电磁场的解, 也就是一种光纤中的场分布, 通常称为一种模式。因此每一个 β 或 κ 对应一种传导模式, 光纤中可能存在的模式数量和纵向传播常数 β 可以取的分立值个数相等。

那么到底有哪些模式可以存在于光纤中呢? 纵向传播常数 β 到底可以取哪些分立值呢? 这是由光纤的结构、形状以及折射率分布等参数决定的, 通常用归一化频率 V 来描述:

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx k_0 a n_1 \sqrt{2\Delta} = k_0 a (\text{NA}) = \sqrt{W^2 + U^2} \quad (5-29)$$

式中, a 是纤芯半径, k_0 是真空中传播常数, n_1 和 n_2 分别为纤芯和包层的折射率, Δ 是相对折射率差, NA 是数值孔径 (参考式 (5-7))。归一化频率 V 是一个无量纲的量, 也称为 V 数, 是包含了光纤各项参数的重要参量。

归一化频率 V 越大表示在光纤中允许存在的模式就越多, 这一点在 V 和数值孔径 NA 成正比上也有所体现。除了基模外, 其他所有模式都可能在某个 V 限制下不存在, 这称为模式截止。使得某一模式截止的临界值 V_c 称为截止条件。如果 $W \rightarrow 0$, 即 $\beta \rightarrow n_2 k_0$, 根据 W 的定义和特征, 此时场在包层中几乎不衰减, 对应模式截止, $U \rightarrow V_c$ 。如果纵向传播常数 $\beta \rightarrow n_1 k_0$, 则模式被完全束缚在纤芯中传播, 称为模式远离截止, 相应地有 $U \rightarrow 0$ 。使某个模式远离截止的归一化频率 V 称为远离截止条件。光纤中要远离截止, 一般要求 $W \rightarrow \infty$ 。可以证明, 光纤中允许存在的模式数量近似为

$$M \approx V^2/2 \quad (5-30)$$

尽管归一化频率 V 和数值孔径 NA 成正比, 都表示对传播模式的限制, 但是需要注意, 从几何光学来看 NA 限制的模式分布是连续的, 而波动光学中归一化频率限制下的模式分布是分立的。

还可以定义一个物理量称为归一化传播常数 b ,

$$b = \frac{W^2}{V^2} = \frac{\beta^2 - n_2^2 k_0^2}{n_1^2 k_0^2 - n_2^2 k_0^2} = \frac{(\beta/k_0)^2 - n_2^2}{2n_1^2 \Delta} \quad (5-31)$$

其取值在 0 ~ 1 之间。 $b=0$ 时对应模式截止。

为了讨论方便, 根据波动方程的解中 E_z 和 H_z 是否等于 0, 可以将模式分为以下四种:

(1) 横电磁模 (TEM): $E_z = H_z = 0$ 。

(2) 横电模 (TE) 与横磁模 (TM): 如果仅 $E_z = 0$, 即仅存在横电场, 故称为横电模; 如果仅 $H_z = 0$, 即仅存在横磁场, 故称为横磁模。

(3) 混合模 (EH 或 HE): E_z 和 H_z 都不等于 0, 磁场贡献为主称为 HE, 电场贡献为主称为 EH。这种模式在阶跃折射率光纤中主要对应前面提到的沿螺旋折线传播的光线。

(4) 线偏振模 (LP): 也称为标量模, 这并不是光纤中传播的真实模式, 而是为了在弱导近似 ($n_1 \sim n_2$) 下简化分析而提出的, 后面会具体提到。

5.2.3 阶跃折射率光纤中的传导模式

由于光纤截面是圆形, 具有圆对称的折射率分布, 场分布也必然是圆对称的, 因此, 横向场沿 ϕ 方向的周期性变化是 $e^{im\phi}$ 的形式, 即

$$E_z(r, \phi) = E_z(r) \exp(im\phi) \quad (5-32a)$$

$$H_z(r, \phi) = H_z(r) \exp(im\phi) \quad (5-32b)$$

带入到波动方程式 (5-25a) 和式 (5-25b) 中, 即可得到关于场分量 $E_z(r)$ 和 $H_z(r)$ 横向模式的波动方程, 即

$$\frac{\partial^2 E_z(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z(r)}{\partial r} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) E_z(r) = 0 \quad (5-33a)$$

$$\frac{\partial^2 H_z(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z(r)}{\partial r} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) H_z(r) = 0 \quad (5-33b)$$

其中在纤芯中 $n=n_1$, 在包层中 $n=n_2$ 。

该方程是著名的 m 阶贝塞尔方程, 其通解应该是圆柱函数。然而圆柱函数有很多种, 选择哪一种应该根据实际模式在光纤中的分布来决定。在纤芯内场横向分量应该以振荡形式存在, 而在包层内电磁场应该迅速衰减, 同时, 全部范围内的场必须是有限值且必须在无穷远处趋近于 0。因此, 应该在线芯中选择 m 阶贝塞尔函数 $J_m(r)$ 为波动方程的通解, 而在包层中选择 m 阶汉克函数 $K_m(r)$ 为波动方程的通解, 这两个函数的曲线如图 5.12 所示。

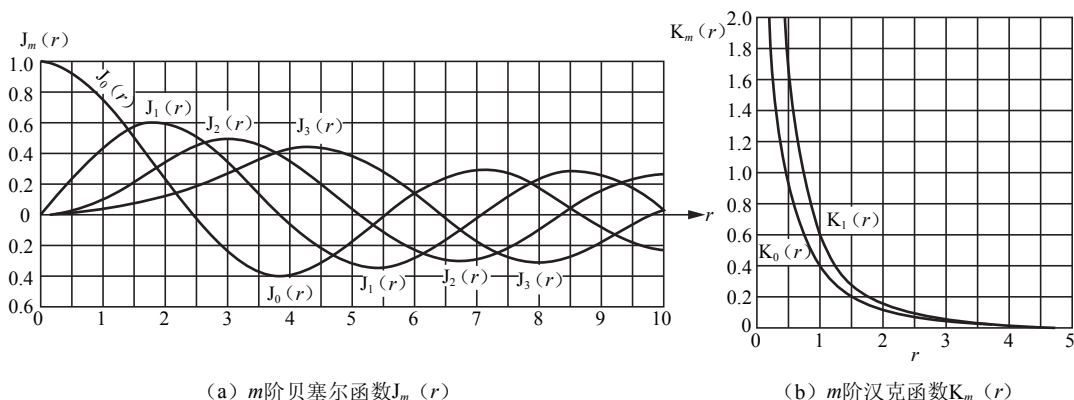


图 5.12 m 阶贝塞尔函数 $J_m(r)$ 和 m 阶汉克函数 $K_m(r)$

由此方程式 (5-33a) 和式 (5-33b) 的通解为

$$E_z(r) = \begin{cases} AJ_m(Ur/a) & 0 < r < a \\ CK_m(Wr/a) & r > a \end{cases} \quad (5-34a)$$

$$H_z(r) = \begin{cases} BJ_m(Ur/a) & 0 < r < a \\ DK_m(Wr/a) & r > a \end{cases} \quad (5-34b)$$

其中 A 、 B 、 C 、 D 为待定常数。由此可得, 电磁场 z 分量通解为

$$E_z = \begin{cases} AJ_m(Ur/a) e^{im\phi} e^{i\beta z} & 0 < r < a \\ CK_m(Wr/a) e^{im\phi} e^{i\beta z} & r > a \end{cases} \quad (5-35a)$$

$$H_z = \begin{cases} BJ_m(Ur/a) e^{im\phi} e^{i\beta z} & 0 < r < a \\ DK_m(Wr/a) e^{im\phi} e^{i\beta z} & r > a \end{cases} \quad (5-35b)$$

这些常数要靠线芯和包层分界面上的边界条件来决定, 即 E_z 、 H_z 、 E_ϕ 和 H_ϕ 都要在 $r=a$ 处连续, 由此得到一个线性方程组, 如果要使该方程组的解 A 、 B 、 C 、 D 存在且非零, 就要求系数行列式等于 0, 由此得到关于 β 的本征方程, 对每一个 m 值, β 都有 n 个解, 即 β_{mn} , 只有当 $\beta=\beta_{mn}$ 时, A 、 B 、 C 、 D 才存在非平凡解。这就是为什么前面讲过每个纵向传播常数 β 对应一个可能的模式分布。这些本征值 β_{mn} 对应的模式解通常用前面提到的几种模式加上下标



m 和 n 来表示, 即 TE_{mn} 、 TM_{mn} 、 HE_{mn} 、 EH_{mn} 。

由于通过边界条件求解上面的电磁场精确模式的具体过程非常烦琐, 超出本书讨论范围, 因此这里不再给出具体求解过程, 有兴趣的读者可以参考文献[4-6]。

对于大多数光纤, 包层和纤芯的折射率相差并不大 (1% 左右), 此时传导模式的横向分量要比纵向分量大得多, 光纤中的场近似可以看作横向电磁场。因此横向电磁场更能反映光纤中模式的特性。然而按照文献 [4-6] 中的精确求解方法得到的横向电磁模式的表达式非常复杂, 不易于分析。所以我们需要寻求较简单的横向分量表达式。

如果光纤包层和纤芯的折射率很接近, 即 $n_1 \approx n_2$, 我们称这种光纤为弱导光纤。在弱导光纤中, HE 、 EH 、 TE 和 TM 四个解的近似解可以用两个线性偏振模, 即 LP 模表示。除基模 (最低阶模式) 外, LP 模式并不是真实存在的模式。然而在弱导近似下, 一对 $HE-EH$ 模的传播常数非常接近, 它们是近似简并的。因此它们叠加起来可以用一个线性偏振的模式 LP 模式替代, 而不去区分其中电场和磁场哪个占优势。与此类似, 一对 $TE-TM$ 模的叠加也可以用一个 LP 模式代替。这样就减少了场分量个数, 可以使计算过程和结果都得到简化。

表 5.2 给出了 LP 模式和相应的精确解的对应关系。由于每个 HE 和 EH 模式都包含两个相互正交的偏振态, 所以根据表 5.2 可以看出, 对于 m 不等于 0, 每个 LP_{mn} 模式都是四重简并的。但是对于 m 等于 0, 就只是二重简并了。 LP_{01} 表示光纤中传导的基模。

表 5.2 LP 模式和模式精确解的对应表

LP 模式	精 确 模
LP_{01}	HE_{11}
LP_{11}	$HE_{21}, TE_{01}, TM_{01}$
LP_{21}	HE_{31}, EH_{11}
LP_{02}	HE_{12}
LP_{31}	HE_{41}, EH_{21}
LP_{12}	$HE_{22}, TE_{02}, TM_{02}$
LP_{0n}	HE_{1n}
LP_{1n}	$HE_{2n}, TE_{0n}, TM_{0n}$
$LP_{mn} (m>1)$	$HE_{m+1,n}, EH_{m-1,n}$

这里需要强调一下, LP_{mn} 模式必须在弱导近似下才能使用。在实际光纤中, 纤芯和包层的折射率不可能绝对相等, 否则就不能约束光在其中传播了。所以 $HE_{m+1,n}$ 和 $EH_{m-1,n}$ 的传播常数也不会绝对相等, 两者的相速度亦不会完全一样。因此随着传播, 场会在 z 方向上在线偏振和非线偏振之间周期性变化, 其变化的空间周期反比于两者传播常数的差。由于弱导光纤中两者传播常数差非常小, 这样在很长距离下场都是线偏振的, 故就可以用 LP_{mn} 模式来描述。

在弱导近似下, 根据纤芯和包层分界面上 ($r=a$) 的连续性条件可以得到 LP 模式的本征值方程:

$$U \frac{J_{m\pm 1}(U)}{J_m(U)} = \pm W \frac{K_{m\pm 1}(W)}{K_m(W)} \quad (5-36)$$

其中 U 和 W 在式 (5-27) 和式 (5-28) 中已经定义。可以证明上式中取正和负是完全等价的。求解上述本征值方程, 就可以得到本征值 U , 进而算出 β , 将它们都表示成归一化频率 V

的函数。这样就可以看出传导的模式与波长以及光纤各项参数的关系（因为根据前面的定义， V 里面含有光纤各项参数以及工作波长）。

下面我们将具体讨论阶跃折射率光纤中可以存在的模式数量和分布。

根据前面的讨论，当 $W \rightarrow 0$ 时对应传导模式截止，此时方程的本征值 U 趋近于截止频率 V_c 。如果 $W \rightarrow 0$ ，本征值方程式（5-36）变为

$$U \frac{J_{m-1}(U)}{J_m(U)} = 0 \quad (5-37)$$

于是可以得到截止条件为

$$J_{m-1}(U_{c,mn}) = 0 \quad (5-38)$$

上式对于 m 取任何值（包括 0）都适用。 $U_{c,mn}$ 是刚好截止时的本征值。由于此时 $W \rightarrow 0$ ，所以 $U \rightarrow V_c$ ，因此 $U_{c,mn}$ 就等于截止频率。

另外，远离截止要求 $W \rightarrow \infty$ ，此时本征值方程式（5-36）变为

$$\frac{J_m(U)}{U J_{m-1}(U)} \rightarrow 0 \quad (5-39)$$

由此得到远离截止条件为

$$J_m(U_{\infty,mn}) = 0 \quad (5-40)$$

上式对于 m 取任何值（包括 0）都适用。 $U_{\infty,mn}$ 是远离截止时的本征值。这样只要本征值 U 在 $U_{c,mn} \sim U_{\infty,mn}$ 之间的 LP_{mn} 模式都是可以存在的。图 5.13 画出的是部分低阶模的取值范围，两条曲线是相应 $J_m(U)$ 和 $J_{m-1}(U)$ 随 U 变化的曲线，两条曲线与横轴交点之间的区域对应的就是 LP 模式可以取值的范围。可以证明 LP 模式存在的数目为

$$M = \frac{4}{\pi^2} V^2 \quad (5-41)$$

这一值近似和式（5-30）的结论一致。

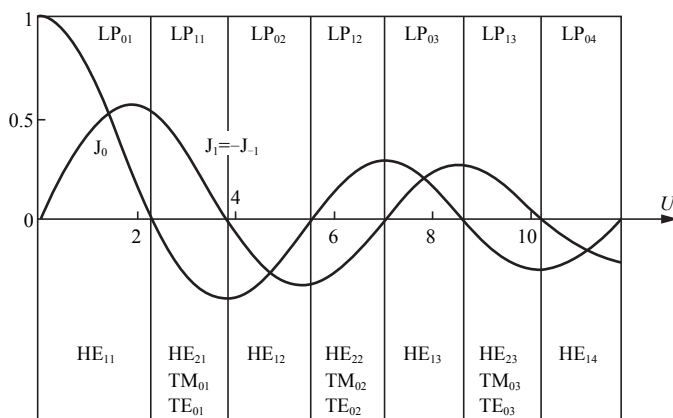


图 5.13 部分低阶模的取值范围

从图上可以看出基模的 LP_{01} 截止频率为 0，这也就意味着基模是不会截止的，任何光纤中基模都是存在的。

部分低阶模的光强分布如图 5.14 所示，黑色部分表示光强极大的位置。从图 5.14 可以看出，同一种 LP_{mn} 模对应的几种简并模式横向光强分布是相同的，由于光强正比于电场强度的平方，所以这几种的简并模式横向电场横向分量大小（ E_x 或 E_y ）都是相等的，这就是称其



为线偏振模的原因。

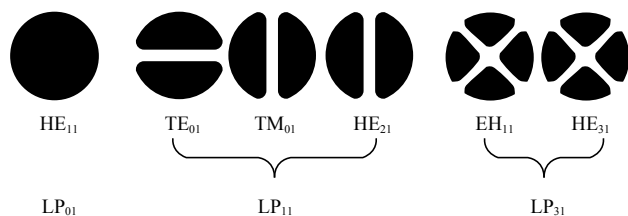


图 5.14 部分低阶模的光强分布

LP_{mn} 模的下标 m 和 n 尽管都是在解方程时出现的一些整数，但是它们都有确切的物理意义。在 LP_{mn} 模的光强分布图中，圆周上分布有 $2m$ 个光强极大的位置，而径向分布有 n 个光强极大的位置。这个从图 5.14 可以得到验证。图 5.15 所示是 $LP_{16,17}$ 模的光强分布图。

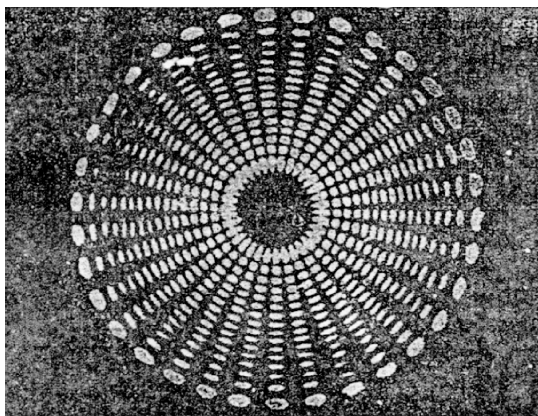


图 5.15 $LP_{16,17}$ 模的光强分布图

在多模阶跃折射率光纤中，尽管光能会如上述那样有一个空间分布，但是只要光纤在长度方向是均匀的，大部分的光能仍然集中在靠近中心的地方。这主要是因为光纤中传播的模式大多数是远离截止的，因此被紧紧约束在纤芯附近传输。包层的一些特性，比如厚度、损耗等，对光纤内传导的模式没有明显影响。

【例 5-3】 一多模阶跃折射率光纤的纤芯直径为 $80\mu\text{m}$ ，纤芯和包层相对折射率差为 3%，纤芯折射率为 1.48。如果使用的光源波长为 $0.85\mu\text{m}$ ，计算该光纤的归一化频率以及可以在其中传播的模式数量。

解：根据式 (5-29)，该光纤的归一化频率为

$$V = k_0 n_1 a \sqrt{2\Delta} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 a \sqrt{2\Delta} = \frac{2\pi}{0.85} \times 1.48 \times 40 \times \sqrt{0.03} = 75.8$$

根据式 (5-30)，可以在其中传播的模式数量约为

$$M = \frac{V^2}{2} = \frac{75.8^2}{2} = 2873$$

虽然在阶跃折射率光纤中可以传播很多种模式，但是如 5.2.1 节所述，由于模间色散的影响，会大大限制带宽，这使得多模阶跃折射率光纤不适用于长距离传输。如果光纤中只有一种模式（基模 LP_{01} ）传导，就不存在模间色散，这种光纤就是单模光纤。

阶跃折射率光纤中，如果要求只有基模 LP_{01} 传导，就是要求对于 $m > 0$ 的高阶模全部截

止。对于 $m=1$ ，从图 5.13 可以看出，截止频率近似为 $V_c=2.405$ 。所以通常把

$$V=k_0 a \sqrt{n_1^2-n_2^2}=\frac{2\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_1^2-n_2^2}<V_c=2.405 \quad (5-42)$$

称为单模条件。但是实际上光纤中是存在损耗的，即使 $V=3$ 的时候，也能实现单模传输，因为高阶模会由于损耗很快衰减掉。

由式 (5-42) 可以得到，对于确定纤芯直径和折射率的光纤，单模传输的截止波长为

$$\lambda_c=\frac{\pi a \sqrt{n_1^2-n_2^2}}{1.202}=\frac{\pi a \text{NA}}{1.202} \quad (5-43)$$

波长小于该截止波长的光将不能在该光纤中实现单模传输。

由式 (5-42) 还可以得到，对于确定工作波长和折射率的光纤，单模传输的截止尺寸为

$$a_c=\frac{1.202\lambda_0}{\pi \sqrt{n_1^2-n_2^2}}=\frac{1.202\lambda_0}{\pi \text{NA}} \quad (5-44)$$

当纤芯半径大于该尺寸时就不能实现单模传输了。

单模光纤具有高带宽、低损耗、低模式噪声的特性，同时也能适用于集成光学器件，因此从 1983 年开始用于通信系统后得到了广泛的应用。最基本的一种单模阶跃折射率光纤工作于 $1.3\mu\text{m}$ 波段，被称为标准单模光纤。

【例 5-4】 一阶跃折射率光纤的纤芯直径为 $9\mu\text{m}$ ，纤芯折射率为 1.46，纤芯和包层相对折射率差为 0.25%。如果要在该光纤中实现单模传输，那么工作波长的上限为多少？

解：根据式 (5-43)，该光纤的单模截止波长为

$$\lambda_c=\frac{\pi a \sqrt{n_1^2-n_2^2}}{1.202}=\frac{\pi a n_1 \sqrt{2\Delta}}{1.202}=\frac{\pi \times 4.5 \times 1.46 \times \sqrt{0.0025}}{1.202}=1.214\mu\text{m}$$

如果要在该光纤中实现单模传输，那么工作波长的上限为 $1.214\mu\text{m}$ 。

【例 5-5】 一阶跃折射率光纤的纤芯折射率为 1.47，包层折射率为 1.50。如果该光纤在 $1\mu\text{m}$ 波长实现单模传输，那么光纤的直径最大为多少？

解：根据式 (5-44)，该光纤的单模截止半径为

$$a_c=\frac{1.202\lambda_0}{\pi \sqrt{n_1^2-n_2^2}}=\frac{1.202 \times 1}{\pi \sqrt{1.50^2-1.47^2}}=1.28\mu\text{m}$$

如果要在该光纤中实现单模传输，光纤的直径最大为 $2.56\mu\text{m}$ 。

从例 5-5 看出，单模光纤的纤芯通常很细，这给光纤的耦合与连接带来了困难。如果要在保持单模传导的同时，又不让纤芯直径太小，就需要减小包层和纤芯的折射率差别，即减小数值孔径，这在制造工艺上又困难了，同时如果光纤数值孔径比较小，就不能适用于像发光二极管这样的发散光源。在这些应用方面，多模光纤相对而言就有优势了。因此需要根据实际需要选择单模或者多模光纤。

5.2.4 渐变折射率光纤中的传导模式

为了解决多模阶跃折射率光纤不适于长距离传输的问题，人们发明了渐变折射率光纤。下面我们将讨论渐变折射率光纤中的模式问题。

渐变折射率光纤剖面折射率分布由式 (5-2) 表示，或者按下式表示：



$$n(r) = \begin{cases} n_1 [1 - 2\Delta (r/a)^\alpha]^{1/2} & 0 \leq |r| \leq a \text{ 纤芯} \\ n_2 = n_1 [1 - 2\Delta]^{1/2} & |r| > a \text{ 包层} \end{cases} \quad (5-45)$$

式中, n_1 为纤芯轴线处折射率, n_2 为包层折射率, Δ 为相对折射率差, α 是描述纤芯折射率变化的特征参数。不同 α 取值下的折射率变化曲线如图 5.16 所示。 α 取值越大, 越接近于阶跃折射率光纤。如果 $\alpha \rightarrow \infty$, 就变成了阶跃折射率光纤。然而也并不是 α 越小, 模间色散就越小。根据 5.2.1 节的讨论 $\alpha = 2$ 时, 也就是纤芯折射率按抛物线分布时, 模间色散最小。一般如果不专门说明, 渐变折射率光纤多指纤芯折射率按抛物线分布的光纤。

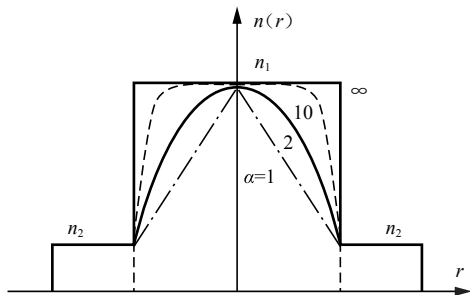


图 5.16 渐变折射率光纤的剖面折射率分布曲线

渐变折射率光纤中导模场的求解经常采用 WKB 近似方法。此方法原本用于求解量子力学中的薛定谔方程, 由 Wentzel、Kramers 和 Brillouin 提出, 所以称为 WKB 方法。利用 WKB 方法可以近似求解渐变折射率光纤中的场分布和传播常数, 尤其对于传播函数的求解比较精确。具体的计算和分析的过程, 本书不做过多讨论, 有兴趣的读者可以参考相关文献, 这里我们仅给出结论。

根据 WKB 方法可以得到, 对于 $\alpha = 2$, 即折射率呈抛物线分布的光纤, 传播常数为

$$\beta_{mn} = n_1 k_0 \sqrt{1 - \frac{2\sqrt{2}\Delta}{an_1 k_0} (m+2n+1)} \quad (5-46)$$

折射率抛物线分布的光纤中可以传播的模式数目为

$$M_g \approx V^2/4 \quad (5-47)$$

这只有相同条件下阶跃折射率光纤的一半。这和 5.2.1 节中, 渐变折射率光纤比同条件下阶跃折射率光纤收光能力弱的结论一致。

【例 5-6】 一渐变折射率光纤, 剖面折射率为抛物线分布, 最大数值孔径为 0.2, 纤芯直径为 $50\mu\text{m}$ 。如果使用的光源波长为 $1\mu\text{m}$, 计算该光纤的归一化频率以及可以在其中传播的模式数量。

解: 根据式 (5-29), 该光纤的归一化频率为

$$V = k_0 n_1 a \sqrt{2\Delta} = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \text{NA} = \frac{2\pi}{1} \times 25 \times 0.2 = 31.4$$

根据式 (5-47), 可以在其中传播的模式数量约为

$$M = \frac{V^2}{4} = \frac{31.4^2}{4} = 247$$

渐变折射率光纤也可以实现单模传输, 相应的归一化截止频率为

$$V_c = 2.405 \sqrt{1 + 2/\alpha} \quad (5-48)$$

对于确定纤芯直径和折射率的光纤, 单模传输的截止波长为

$$\lambda_c = \frac{2\pi a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{V_c} \quad (5-49)$$

波长小于该截止波长的光将不能在该光纤中实现单模传输。

对于确定工作波长和折射率的光纤，单模传输的截止尺寸为

$$a_c = \frac{V_c \lambda_0}{2\pi \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \quad (5-50)$$

当纤芯直径大于该尺寸时就不能实现单模传输了。

【例 5-7】 一渐变折射率光纤，剖面折射率为抛物线分布，纤芯折射率为 1.47，包层折射率为 1.50。如果要该光纤在 $1\mu\text{m}$ 波长实现单模传输，那么光纤的直径最大为多少？

解：根据式 (5-48)，该光纤的归一化截止频率为

$$V = 2.405 \times \sqrt{1+1^2} = 2.405\sqrt{2}$$

根据式 (5-50)，单模传输截止半径为

$$a_c = \frac{V_c \lambda_0}{2\pi \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} = \frac{2.405 \times 1}{2\pi \sqrt{1.50^2 - 1.47^2}} = 1.28\sqrt{2} \mu\text{m}$$

如果要在该光纤中实现单模传输，光纤的直径最大为 $3.62\mu\text{m}$ 。

比较例 5-7 和例 5-5 可以发现，同样的纤芯包层折射率下，抛物线形单模渐变折射率光纤比单模阶跃折射率光纤的直径大了 $\sqrt{2}$ 倍。因此，单模渐变折射率光纤具有相对较大的纤芯直径，使得光纤的连接更容易。尤其是对于 $\alpha=1$ 的情况，相对于同等条件的阶跃折射率光纤，渐变折射率光纤的直径大了 $\sqrt{3}$ 倍，这种折射率设计常用于后面将会介绍的色散位移光纤 (DSF) 中。

5.3 光纤的损耗与色散

前一节中，我们已经对电磁波在光纤中的传播做了详细的讨论，但是之前的讨论都是基于理想的光纤。实际中光纤并不是理想的，光纤通信系统中，光纤线路的长度通常会受到信号功率过小以及信号波形发生畸变的限制。这主要就是光纤中的损耗和色散两个重要特性的影响。本节将重点对这两个特性进行介绍。

5.3.1 光纤中的损耗

光信号在光纤中传播的时候会由于光纤自身的原因而造成信号功率随传播距离的衰减。对任何通信系统而言，信号随传播距离的衰减都是一个非常重要的指标。如果信号衰减到一定程度，接收机将无法检测到信号。在光纤通信系统中，信号的衰减来源于光纤线路内部、光纤间的连接处、各个器件的连接处等地方的损耗。这些损耗将会决定信号的无中继传播最大距离。19 世纪时的原始光纤就是由于损耗太大才未被人们考虑用于通信系统中。直到 1966 年，高锟等人才提出可以通过提高制备工艺、减少光纤中杂质的方法大大降低光纤损耗，使之可以用于通信系统。

光纤的损耗通常用损耗系数 α 来衡量，它表示光纤中光信号传播 1km 衰减的分贝 (dB) 数，即

$$\alpha = \frac{10}{L} \log_{10} \left(\frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} \right) \quad (5-51)$$

式中， P_{in} 表示输入到光线中的光功率， P_{out} 表示从光纤输出的功率， L 是光纤长度。损耗系数 α 的单位是 dB/km。光纤通信系统中也经常用 dBm (分贝米) 为单位来表示光功率，它和



mW（毫瓦）的换算公式为

$$P(\text{dBm}) = 10 \log_{10} [P(\text{mW})] \quad (5-52)$$

光纤中的损耗和光纤的工作波长有关，两者之间的关系曲线成为光纤的损耗谱。图 5.17 所示就是石英光纤的损耗谱。

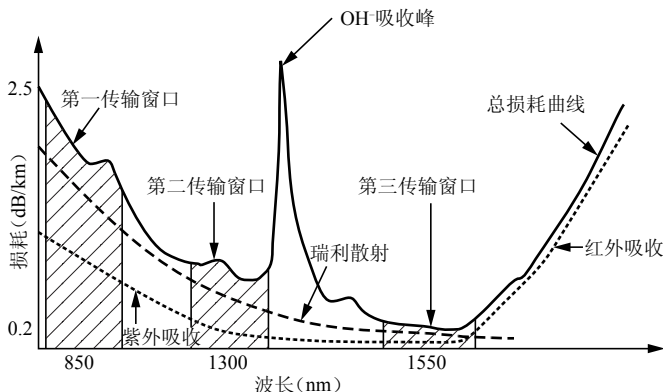


图 5.17 石英光纤的损耗谱

光纤中损耗的来源是多种多样的，其中最主要的有三个：材料的吸收和散射以及光纤的弯曲等几何效应。以下将一一对其进行讲解。

5.3.2 吸收损耗

光纤是以石英玻璃（二氧化硅 SiO_2 ）为主要成分的混合物。高锟博士指出，极高化学纯度的石英玻璃可以有很低的损耗^[1]。然而事实上，并不是纯净的石英就没有损耗。根据量子力学，任何物质都会对某些特定波长的电磁波有明显的吸收，这种吸收反映材料自身的物质特性，通常称为本征吸收。因此，即使是绝对纯净的石英玻璃也会由于本征吸收造成光信号的损耗。本征损耗是限制光纤通信上下限波长的主要因素。

在短波长段，即紫外波段，由于石英中电子跃迁会产生一个吸收带，这限制了光纤通信波段向更短波长段的延伸。紫外吸收的影响即使到了可见光区域仍然存在，这可以从图 5.17 中看到。因此，尽管常用的光纤通信传输波段不在紫外区，但是某些时候紫外吸收的影响仍然不可忽略。尤其对于低损耗单模光纤，必须设法减小紫外吸收的影响。

在长波段，由于石英玻璃中 Si-O 键伸缩振动的本征频率正好是红外频率，因此会对红外波段的电磁波有明显的吸收。从图 5.17 中可以看到，红外吸收在 $1.6\mu\text{m}$ 以上波段会造成极大的损耗，限制了光纤通信在更长波长范围内的应用。然而在 $1.6\mu\text{m}$ 以内，红外吸收损耗非常小，其影响小于紫外吸收。

除了本征吸收外，光纤中由于存在杂质离子和原子缺陷，就会产生非本征吸收，引起光信号功率损耗。非本征吸收损耗是在光纤通信波段的吸收损耗的主要因素。

光纤中的杂质不是指为了改变折射率而掺入的物质，而是指的由于工艺等原因残留在光纤中的杂质离子，主要包括过渡金属离子和 OH^- 离子。过渡金属离子中由于存在空的电子壳层，这样电子可以吸收特定波长的光而跃迁到高能级，从而造成吸收损耗。如果要求光纤损耗小于 20dB/km ，过渡金属离子含量必须低于十亿分之一（ 10^{-9} ）。现代光纤的加工工艺已经完全可以去除过渡金属离子的吸收损耗，但是却不能消除 OH^- 离子的吸收损耗。 OH^- 离子

是光纤制备中过剩的水产生的。其吸收光能的原理和红外本征吸收原理类似，是由于 O-H 键伸缩振动而吸收相应频率的电磁波。OH⁻ 离子的吸收损耗是光纤中损耗的最主要因素，从图 5.17 中可以看到 OH⁻ 离子有一个很高的吸收损耗峰。OH⁻ 离子在光纤通信波段有三个吸收峰，分别是 1.38 μm 、1.23 μm 和 0.95 μm 。而三个光纤通信波段窗口的中心波长 1.55 μm 、1.3 μm 和 0.85 μm 正好是 OH⁻ 离子在光纤通信波段的三个吸收谷。要进一步降低光纤的损耗，就必须通过脱水等方式降低 OH⁻ 离子的含量。

原子缺陷吸收主要是光纤中的中子和电子在电磁波辐射下造成的，在 0.8 μm 附近影响最大，在 1.3 μm 附近影响较小。对于高纯度石英玻璃光纤，该损耗很小，但是对于塑料光纤，原子缺陷吸收损耗就比较明显。

5.3.3 散射损耗

根据 5.1.4 节，在光纤拉制过程中，需要将石英玻璃加热到熔融状态，这时其中的分子都在剧烈地无规则热运动。随着温度降低，熔融石英逐渐凝固，分子的运动逐渐减弱，最后每个分子随机分布在某个位置作很小振幅的振动。这样会使得玻璃的密度分布是不均匀的，

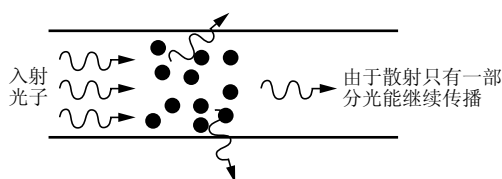


图 5.18 散射导致光能量损耗

从而使得光纤折射率分布不均匀。这种不均匀的尺度并不是宏观尺度的，而是在光的波长尺度的。这就好像在均匀的光纤中随机地掺入了一些小颗粒。如图 5.18 所示，当光遇到这些“颗粒”时就会被散射，从而造成能量损失。另外，掺杂粒子的不均匀分布也会引起散射损耗。这种散射损耗是固有的，是不可避免的，是光纤损耗的最终限制因素。

光纤中的散射主要包括瑞利散射、受激拉曼散射和受激布里渊散射。其中瑞利散射属于线性散射，散射光频率不变。后两种属于非线性散射，仅当传输的光功率大于某一阈值或者温度很低时才表现出来。常温下的常用光纤通信系统中，主要考虑瑞利散射的损耗。瑞利散射的强度和波长的四次方成反比，其损耗曲线也可以在图 5.17 中看到。这里需要再次强调，瑞利散射是损耗的最终极限，对于给定材料，无论如何改进工艺都不可能制造出比这个损耗值更低的光纤。

另外，加工工艺不完善、光纤波导自身存在缺陷（比如气泡或裂纹）等因素也会引起光纤中折射率不均匀分布。这种不均匀的尺度大于光波长，其散射效应与波长无关，可以通过改进工艺得到改善。

5.3.4 外部损耗

之前提到的吸收损耗和散射损耗都是来自光纤内部，事实上很多外部因素也会造成光纤的损耗，比如光纤的弯曲、光纤和其他光纤或光器件的连接等。

由于光纤存放的时候是绕在卷轴上，而铺设的时候又经常要经过拐角处，所以光纤的弯曲是难以避免的。这些弯曲只要不是曲率半径太小，都不会对光纤本身造成严重的伤害。比如对于商用的 125 μm 直径的光纤，如果弯曲的曲率半径不小于 25mm，其伤害是可以忽略的。

光纤的弯曲除了带来对光纤的伤害外还会带来损耗。这一损耗的原理可以用几何光学的方法来理解。如图 5.19 所示，对于曲率半径为 r 的弯曲光纤，接近轴线的光线可以通过拐弯

处，但是某些和轴线夹角大一些的光线射到拐弯处时，入射角会小于全反射临界角，导致光泄漏到包层中被损耗掉了。从模式的角度来看就是在拐弯处高阶模容易泄漏。而且光纤弯曲越厉害，即曲率半径 r 越小，就会有越多的光泄漏。

光纤的弯曲损耗主要包括宏观和微观两种。宏观弯曲损耗主要是光纤在实际应用中缠绕、曲折造成的损耗，以及不同曲率半径弯曲过渡时模式耦合带来的损耗。微观损耗主要是涂覆包层和成缆时引起光纤微观形变而带来的损耗。

除了弯曲等几何效应外，光纤与光纤的连接点，光纤与光器件的连接，光源与光纤的耦合等地方都会带来损耗。

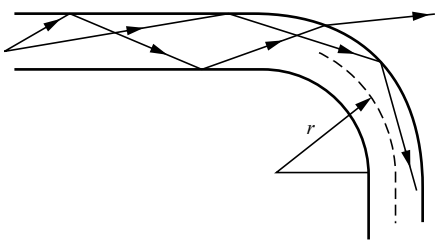


图 5.19 光纤弯曲处光可能会泄漏

5.3.5 光纤通信波段

图 5.17 中画出了几种主要损耗的曲线，其中实线就是石英玻璃光纤中的总损耗。由曲线可以看出，在短波段，瑞利散射损耗明显大于紫外吸收，因此，石英光纤通信的短波界限是由瑞利散射决定的。而在长波段区域，根据前面的讨论，红外吸收损耗是最主要的，它决定了光纤通信的长波界限。

如图 5.17 所示，以 $0.85\mu\text{m}$ 为中心的波段称为第一传输窗口。由于该波段损耗比较大，所以仅仅适合中短距离传输（几 km 左右）。多模光纤通常使用这个波长范围。以 $1.3\mu\text{m}$ 为中心的波段称为第二传输窗口，以 $1.55\mu\text{m}$ 为中心的波段称为第三传输窗口。 $1.55\mu\text{m}$ 处是总损耗达到最小。 OH^- 离子的三个吸收峰导致不是上下限之间所有的波段都适合用于通信。利用脱水等工艺可以降低 OH^- 离子浓度，使得光纤在 $1.26 \sim 1.675\mu\text{m}$ 波段之间都可以用于通信，这样的光纤称为全波光纤。

国际电信联盟（ITU）对于光纤通信传输的波段划分进行了统一的规定，如表 5.3 所示。

表 5.3 国际电信联盟（ITU）的波段划分标准

名 称	简 称	波段范围（nm）
基本波段 Original band	O 波段	1 260 ~ 1 360
扩展波段 Extended band	E 波段	1 360 ~ 1 460
短波长波段 Short band	S 波段	1 460 ~ 1 530
常规波段 Conventional band	C 波段	1 530 ~ 1 565
长波长波段 Long band	L 波段	1 565 ~ 1 625
超长波长波段 Ultralong band	U 波段	1 625 ~ 1 675

5.3.6 光纤中损耗的测量

测量光纤损耗的方法很多，其中最直接的方法就是截断法。首先用探测器测量整卷光纤的输出功率 P_1 。然后从该卷光纤截下一小段（2m 左右），在同样输入条件下测量该段光纤的输出功率 P_0 。由于截下的一段很短，损耗可以忽略， P_0 可以认为就是输入功率。这样根据式（5-51）就可以测得该卷光纤的损耗。这种方法很直接，而且精度高，但是缺点是对光纤进行了破坏，而且只适合不是很长的光纤。

对于已经铺好的线路,显然不可能去截一段下来,这时可以用一种类似的方法替代。可以先选择一段和待测线路光纤一样的光纤,测量好其输出功率 P_0 ,作为输入功率。然后将它接入到待测系统中测量输出功率 P_1 作为总的输出功率,这样根据式(5-51)就可以测得光纤的损耗。用这种方法测量光纤损耗时要注意减去将小段光纤接入线路时的连接器的损耗。这种方法称为插入法,优点是测量方便,适合实际线路中实时测量。但是由于连接处的损耗通常不准确,所以导致最终测量结果没有截断法准确。

截断法和插入法都只能测量一段光纤的平均损耗,如果使用背向散射法就可以测量光纤线路中损耗的详细信息。这种方法是向光纤中注入大功率的窄脉冲,由于光纤中处处都存在瑞利散射,所以各点的背向瑞利散射形成一个连续的回波信号,这样就可以在同一端接收回波信号,进行分析得到光纤中的损耗信息。这样的方法做成的仪器通常称为光时域反射计(OTDR)。背向反射法只需要在光纤一端进行,不需要破坏线路,重复性较好。此外,这种方法还可以测量光纤连接点的损耗以及光纤中缺陷断裂的位置。

5.3.7 光纤中的色散

在光纤通信系统中,有时候虽然损耗低、光信号功率大,但是信号波形会发生严重畸变,导致无法还原成原始信号,这样即使功率再大也是没有意义的。造成这种现象的一个重要原因就是光纤的色散。

色散是指光纤中不同频率或不同模式的成分在传播过程中到达终点的时间不一致,在数字系统中使得光脉冲展宽,产生误码。如图5.20所示,由于色散,光脉冲被展宽,相邻的脉冲之间发生交叠就会引起误码。

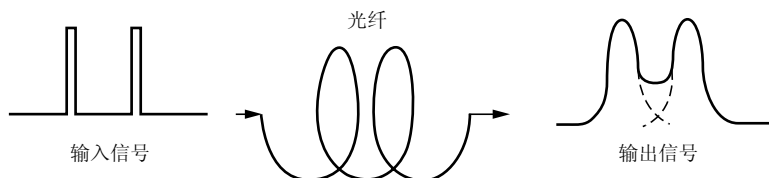


图 5.20 色散使光脉冲展宽

光纤中的色散主要包括材料色散、波导色散和模间色散。其中模间色散主要存在于多模光纤中,在5.2.1节中已经有了详细介绍。在5.2.1节中我们是用几何光学计算不同模式光到达终点的时间差来衡量色散或者脉冲展宽的。同样,我们讨论其他的色散也使用类似的方法,通常用群延时差来表示光纤中的色散。群延时定义为光脉冲经过单位轴向距离所用的时间。由于光脉冲的轴向运动速度为群速度,即

$$v_g = d\omega/d\beta \quad (5-53)$$

所以,群延时可以表示为

$$t = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \frac{d\beta}{dk_0} \quad (5-54)$$

式中, β 为轴线传播常数, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 是真空中传播常数, λ_0 是光源的波长。

在单模光纤中,由于只有基模传输,所以没有模间色散。由于光源不是绝对的波长为 λ_0 的单色光,而是有一定线宽 $\delta\lambda$ 的。不同波长的光在纤芯中折射率不一样,因此轴传播常数 β 不一样,造成群延时差。这种色散就是材料色散。而波导色散是指不同波长的光横向传播参数 U 和 W 不一样,进而影响 β ,造成群延时差。



色散可以用 $dt/d\lambda$ 来表示, 单位一般为 $\text{ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$, 即表示光源线宽为 1nm 时, 光信号传播 1km , 脉冲以 ps 为单位的展宽。色散乘以光源线宽 $\delta\lambda$ 就是单位长度上光脉冲的展宽。这样可以根据式 (5-31) 和式 (5-54) 得到¹

$$t = \frac{1}{c} \frac{d\beta}{dk_0} = \frac{1}{c} \frac{d(n_1 k_0)}{dk_0} + \frac{1}{c} \frac{d(b n_1 k_0 \Delta)}{dk_0} \quad (5-55)$$

式中, n_1 表示纤芯折射率, b 是归一化传播常数 (见式 (5-31)), Δ 是相对折射率差。式 (5-55) 中前一项和材料色散有关, 后一项和波导色散有关, 分别表示为

$$t_m = \frac{1}{c} \frac{d(n_1 k_0)}{dk_0} = \frac{1}{c} \left(n_1 - \lambda_0 \frac{dk_0}{d\lambda} \right) \quad (5-56)$$

$$t_w = \frac{1}{c} \frac{d(b n_1 k_0 \Delta)}{dk_0} \approx \frac{n_1 \Delta}{c} \frac{d(Vb)}{dV} \quad (5-57)$$

其中归一化频率 V 的表达式见式 (5-29)。

因此, 材料色散可以用参数 $m = dt_m/d\lambda$ 描述, 即

$$m = \frac{dt_m}{d\lambda} = -\frac{1}{c} \frac{d(n_1 k_0)}{d\lambda} = -\frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \quad (5-58)$$

材料色散引起的单位长度上脉冲展宽为

$$\delta t_m = |m| \delta\lambda = \frac{\lambda_0}{c} \left| \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right| \delta\lambda \quad (5-59)$$

【例 5-8】 某石英玻璃光纤, LED 光源波长为 850nm , 光源线宽为 20nm , 此时材料色散特性为 $|\lambda^2 (d^2 n_1/d\lambda^2)| = 0.0255$ 。求光脉冲在该光纤中传播 1km 的展宽。如果改用相对线宽 $\delta\lambda/\lambda = 0.0012$ 的同波长的激光器作为光源, 光脉冲在该光纤中传播 1km 的展宽又是多少?

解: 以 LED 为光源, 根据式 (5-59), 光脉冲在该光纤中传播 1km 的展宽为

$$\delta t_m = \frac{\lambda}{c} \left| \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right| \delta\lambda = \frac{\delta\lambda}{c\lambda} \left| \lambda^2 \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right| = \frac{20\text{nm}}{(3 \times 10^8 \text{m/s}) \times 850\text{nm}} \times 0.0255 = 2\text{ns/km}$$

如果以激光器为光源, 根据式 (5-59), 光脉冲在该光纤中传播 1km 的展宽为

$$\delta t_m = \frac{\lambda}{c} \left| \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right| \delta\lambda = \frac{\delta\lambda}{c\lambda} \left| \lambda^2 \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right| = \frac{0.0012}{3 \times 10^8 \text{m/s}} \times 0.0255 = 0.1\text{ns/km}$$

由此可见使用窄线宽光源可以大大减小色散的影响。

图 5.21 所示是石英玻璃光纤的色散曲线。当工作波长在 $1.27\mu\text{m}$ 时, m 几乎等于 0, 说明材料色散为 0。这一零材料色散 (ZMD) 点的实际位置会随掺杂情况的变化而变化, 一般都会 $1.2 \sim 1.4\mu\text{m}$ 之间的某个位置。因此, 一般来说在光纤通信系统中使用 $1.3\mu\text{m}$ 的工作波长可以减小材料色散影响。

需要注意的是, 零材料色散并不意味着光脉冲就不会展宽, 因为光纤中还存在波导色散。可以利用 $w = dt_w/d\lambda$ 来描述波导色散, 根据式 (5-57) 可得, 由波导色散引起的单位长度上光脉冲展宽为

$$\delta t_w \approx \frac{n_1 \Delta}{c\lambda_0} \left| V \frac{d^2 (Vb)}{dV^2} \right| \delta\lambda \quad (5-60)$$

¹ 由于纤芯包层折射率很接近, 所以这里在除了直接涉及两者差以外的地方近似认为两者相等。

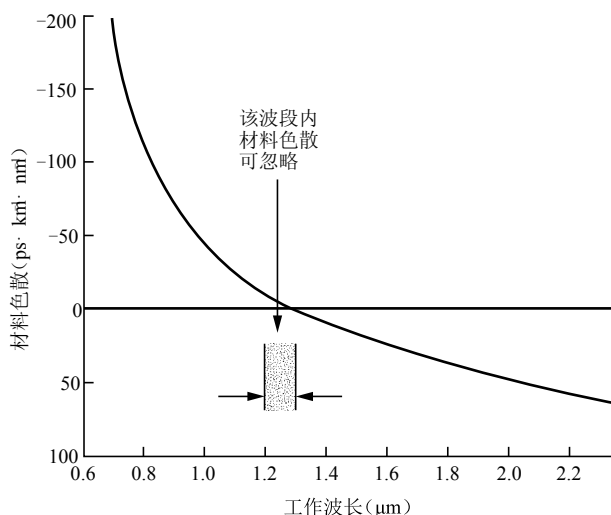


图 5.21 石英玻璃光纤的色散曲线

图 5.22 是单模石英玻璃光纤的材料色散、波导色散和总色散的曲线。在波长为 $1.3\mu\text{m}$ 附近材料色散为正，波导色散为负，两者刚好抵消。实际上，对于 $1.3 \sim 1.7\mu\text{m}$ 间的任何工作波长，都可以通过合理设计光纤的参数，使得该工作波长处总色散接近于 0。这就是后面要讲的色散位移光纤的原理。

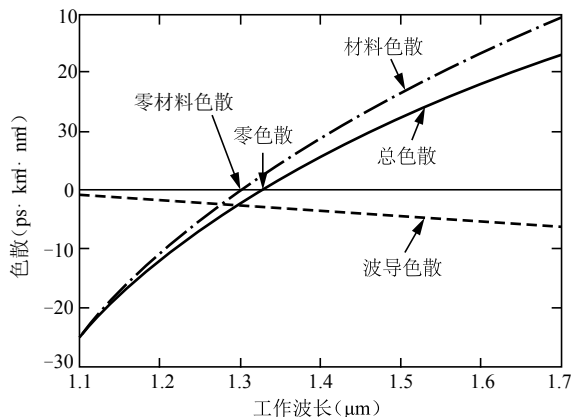


图 5.22 单模光纤色散曲线

另外，如果单模光纤中存在双折射，还会引起偏振模色散。这是由于基模实际上是两个偏振方向相互正交的模式，如果存在双折射，那么这两个模式的传输速率就不等，因此会引起色散。只有当材料色散和波导色散抵消的时候，偏振模色散才会占主导地位。然而对于低速调制的情况，偏振模色散引起的脉冲展宽仍然可以忽略。只有在高速调制（10Gbps 以上）情况下，偏振模色散才会引起误码，这时必须通过制备工艺来控制生产双折射较弱的光纤。

5.3.8 常用单模光纤

根据工作的不同通信波段以及相应的损耗和色散情况，常用单模光纤主要有常规单模光纤、色散位移光纤、非零色散位移光纤、色散平坦光纤和色散补偿光纤几种。

常规单模光纤的零色散波长在 $1.3\mu\text{m}$ 附近，最低损耗在 $1.55\mu\text{m}$ 附近。ITU-T 建议的 G. 652 和 G. 654 光纤（见表 5.1）都是常规单模光纤。但是如图 5.23 所示，常规单模光纤在 $1.55\mu\text{m}$ 附近，具有较高的正色散。通过改变光纤的尺寸、折射率分布、掺杂等参数，可以增大 $1.55\mu\text{m}$ 附近的波导色散大小，从而使得 $1.55\mu\text{m}$ 附近波导色散和材料色散抵消，零色散波长就移到了 $1.55\mu\text{m}$ ，同时实现低损耗和零色散。这就是色散位移光纤（DSF），其色散曲线如图 5.23 所示。ITU-T 建议的 G. 653 光纤就是色散位移光纤。使用色散位移光纤配合光放大器可以实现超长距离的传输。

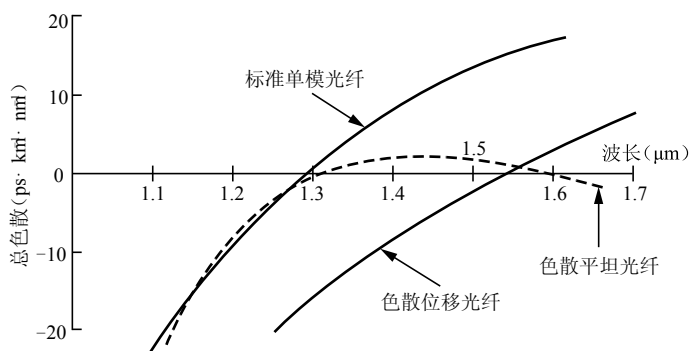


图 5.23 几种常见单模光纤的总色散曲线

色散位移光纤在 $1.55\mu\text{m}$ 单波长传输具有低损耗和零色散的优势，可以实现长距离传输。但是当其中传输多波长光信号再采用放大器的时候，就会出现严重的四波混频非线性效应，不适合波分复用（WDM）技术的使用。为了抑制四波混频，需要保留较低的色散。非零色散位移光纤（NZDSF）就是通过改变折射率分布，使得零色散波长在 $1.53 \sim 1.565\mu\text{m}$ 之间（C 波段），但 $1.55\mu\text{m}$ 处色散不是刚好为零，而是某个很小的值（ $10\text{ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ 水平）。ITU-T 建议的 G. 655 光纤就是非零色散位移光纤。在 C 波段上，非零色散位移光纤具有很低的损耗和色散，同时可以有效抑制非线性效应，可采用波分复用技术和掺铒光纤放大器实现大容量长距离的传输。

以上几种光纤都只能在很小波长范围内实现较低的色散，为了实现全波段（ $1.3 \sim 1.6\mu\text{m}$ ）的低色散，人们发明了色散平坦光纤（DFF）。这是通过设计纤芯和包层的折射率分布来实现的，图 5.24 给出了几种色散平坦光纤的剖面折射率分布。图 5.23 中给出了 W 型色散平坦光纤的色散曲线，在 $1.305\mu\text{m}$ 和 $1.6\mu\text{m}$ 两个波长处色散为零，其他波长处色散保持较小的水平。

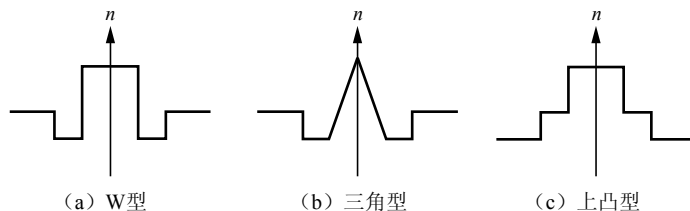


图 5.24 色散平坦光纤的剖面折射率分布

另外，还可以通过加入一段光纤来抵消原本线路的色散，这就是色散补偿光纤（DCF）。例如，原本 $1.55\mu\text{m}$ 处色散为正，可以加入一段负色散光纤来补偿该窗口的色散。

5.4 光通信器件

光纤通信系统中会涉及很多相关器件，比如提供载波需要光源，连接光纤需要连接器和耦合器，放大光信号需要光放大器和光中继器，检查光信号需要光探测器等。本节将对这些器件一一进行介绍¹。

5.4.1 光源

在光纤通信系统中，光源是用于产生载波的。电信号被调制到光源发出的光上面，光携带着这些信息在光纤内传输，从而实现信息的传播。发光二极管（LED）和半导体激光器（LD）是光纤通信系统中最常见的两种光源。这两种光源用于光纤通信系统具有以下一些优势：

- （1）尺寸小，容易和光纤尺寸匹配耦合。
- （2）功耗低且工作稳定，适合于光纤通信系统中电子系统的要求。
- （3）发光的波长处于光纤低损耗波段，线宽窄，色散小。
- （4）线性好，易于调制，对于工作在几个 Gbps 以下的系统，只需要简单地对光源工作电流进行调制即可将信息载入光波中。

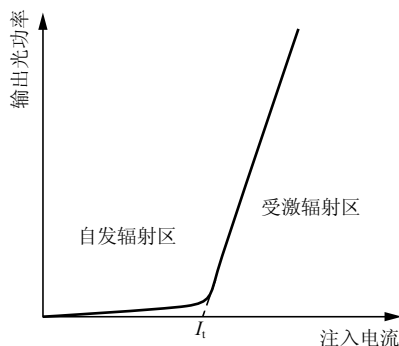


图 5.25 LD 的输出与注入电流关系

半导体激光器发光的原理是受激辐射，只有注入电流大于某一值时才会发出激光，这一值称为阈值电流 I_t 。如果注入电流小于阈值电流，就处于自发辐射状态，发出的是荧光不是激光。一旦注入电流大于阈值电流，就会由于受激辐射发出激光，光功率和注入电流成正比。半导体激光器的输出功率和注入电流曲线如图 5.25 所示。

利用受激辐射区电流和输出功率的线性关系，可以很容易地对半导体激光器进行调制。对半导体激光器进行数字调制的方法如图 5.26（a）所示。这里的偏置电流 I_d 和半导体激光器的阈值电流 I_t 相等。只要信号电流有一个正脉冲就会使得总电流超过阈值电流，这就会产生受激辐射，形成一个较强的激光脉冲，相当于产生二进制的“1”。但是需要注意的是，这里二进制对应的“0”并不是真正的 0 功率，而是一个明显弱于“1”的自发辐射光功率。图 5.26（b）所示是对半导体激光器进行模拟调制的方法。此时需要注意，偏置电流 I_d 必须大于阈值电流 I_t ，以保证半导体激光器始终工作在受激辐射的线性区²。

但是半导体激光器对温度比较敏感，温度升高阈值电流会随之升高。随着调制电流升高，激光器的温度就会升高，阈值电流也会升高，这样输出功率和注入调制电流的线性关系也随之变化，这就会影响系统的线性关系。从图 5.27 可以看出温度越高，系统线性度越差，越不

¹ 对于激光器和光探测器的详细知识请参考本书相关章节，本节仅介绍它们在光通信中的应用。

² 由于模拟信号电流可能为负，如果偏置电流不大于 I_t 就可能导致总电流小于 I_t 。

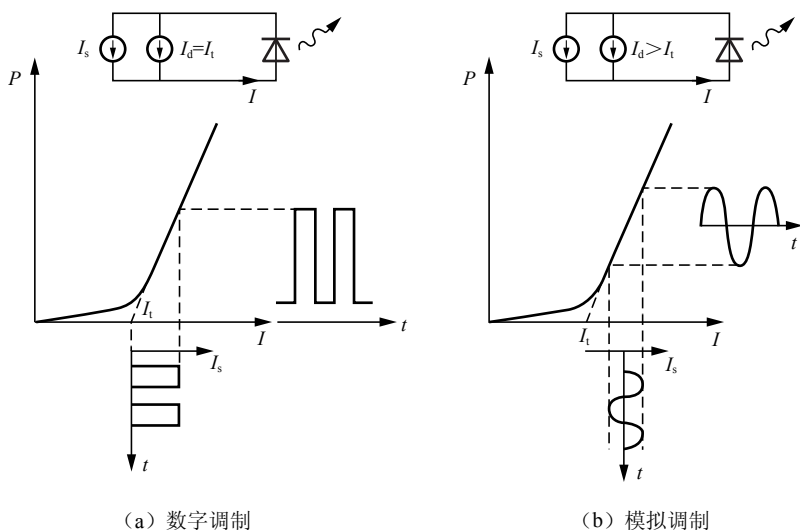


图 5.26 LD 的数字和模拟调制

利于调制。因此，在光纤通信系统中常使用温度补偿或制冷器来控制半导体激光器的温度。例如，将半导体激光器、热敏电阻和半导体制冷器封装在一起，形成一个温度的闭环反馈控制系统来对激光器的工作温度进行控制。

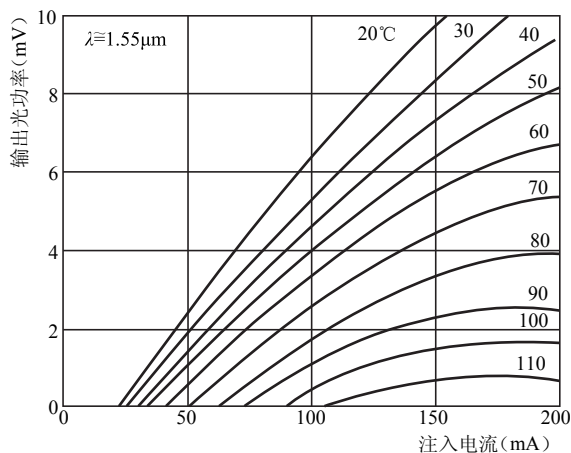


图 5.27 InGaAsP 激光器的温度特性曲线^[3]

半导体激光器的最大优势是发光的线宽非常窄且发射功率大，因此用作光源会有较小的色散，可以用于长距离传输。尤其是在单模光纤中使用单纵模激光器，色散会非常低。目前分布反馈激光器是最成熟的单纵模激光器之一。在光纤通信的短波长区（0.85μm 附近）通常使用 GaAlAs/GaAs 激光器，其寿命大约为 10 000h。在光纤通信的长波长区（1.55μm 附近），通常使用 InGaAsP 激光器，其发射功率可以达到 mW 级别，线宽只有几个 nm，使用寿命一般超过 10 000h。

半导体激光器尽管发光的发散角很小，但是由于它常用于单模光纤，单模光纤的数值孔径又非常小，同时激光器输出光场和光纤输出光场又不匹配，所以要将半导体激光器发出的光高效率地耦合到光纤中是一件很困难的事情。如果直接耦合，耦合的效率一般只有 10% 左

右，也就是说激光器发出的 90% 的光功率浪费了。这一问题，可以通过引入透镜或者透镜系统来解决。比如可以在光纤需要耦合的一段顶端设计成球面，如图 5.28 (b) 所示，这样就相当于一个透镜，可以实现两端光场的匹配。这种设计的耦合效率可以达到 65%。另外也可以在激光器和光纤之间加入准直透镜组，如图 5.28 (c) 所示。

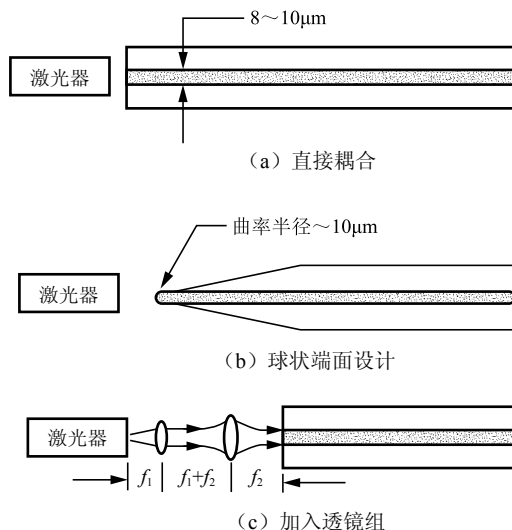


图 5.28 激光器和光纤的耦合

发光二极管 LED 工作的基本原理是自发辐射，发出的光是非相干光。相对半导体激光器而言，LED 的线宽较大，功率较小，发散角大，耦合效率低，因此不利于长距离高带宽的传输。但是 LED 的线性度比半导体激光器好，而且不容易受到温度影响，便于调制。同时 LED 的功耗低，成本低，且寿命远大于半导体激光器。随着多模渐变折射率光纤的发展，模间色散得到了很大抑制，LED 可以适用于 $0.8 \sim 0.9 \mu\text{m}$ 波段的折射率光纤系统的宽带传输。而在 $1.1 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 波段，光纤的损耗和色散都非常低，LED 可以作为光源在该波段的折射率光纤系统中实现长距离无中继宽带传输。因此，LED 在现代光纤通信系统中仍然占有很重要的地位。

由于 LED 发出的光发散角大，光束直径也大，所以很难高效率地耦合到光纤中，如果和小数值孔径的光纤直接耦合，只有 1% 左右的光能进入光纤传播。一种提高耦合效率的办法是让 LED 和光纤端面直接接触。这种方法尽管可以使得光纤端面范围内的光几乎全部被捕获，但是这种光纤固定方式大多数用户不愿接受。我们可以仿照前面半导体激光器的耦合方法，在 LED 和光纤之间加入透镜，但是透镜尽管减小了发散角，但是无法有效减小光束直径，光束直径仍然远大于纤芯直径。因此，这种方法仅仅适用于大直径光纤。同样可以仿照前面半导体激光器的耦合方法，使用球端面的光纤，不过区别在于此时这段光纤是和 LED 封装在一起的，如图 5.29 (a) 所示。这段球面光纤称为尾纤，然后让尾纤和光纤连接。这种方法的问题是，如果尾纤和线路光纤数值孔径不一样，就会有损耗。另一种封装方式是在 LED 上直接放一个微透镜，如图 5.29 (b) 所示。这样透镜离发光体很近，光束在准直前不会被放大，可以用于直径小于 $50 \mu\text{m}$ 的光纤。

LED 的调制方法和半导体激光器类似，但是由于 LED 是非阈值器件，且对温度不敏感，所以实际上调制方法比半导体激光器容易。LED 的数字调制方法如图 5.30 (a) 所示，这里

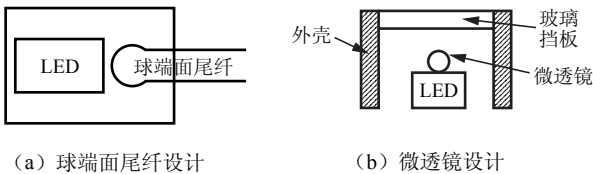


图 5.29 LED 与光纤耦合的常用封装方式

是不需要偏置电流的，直接利用信号电流控制 LED 的开关即可。LED 的模拟调制方法如图 5.30 (b) 所示，注意由于信号电流可能反向，为了避免总电流反向导致 LED 反向导通，必须加上一定的偏置电流。

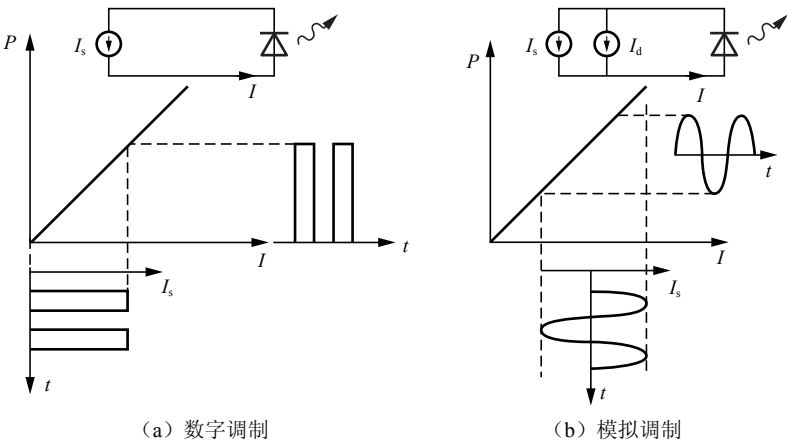


图 5.30 LED 的数字和模拟调制

最后通过表 5.4 对两种光纤通信中常用的光源进行总结，通过该表可以进行光纤通信初步设计中光源的选择。一般来说，出于成本和设计复杂性考虑，只有到必要的时候才采用半导体激光器。

表 5.4 半导体激光器和发光二极管的对比

特征参数	半导体激光器 LD	发光二极管 LED
线宽 (nm)	1 ~ 5 (单纵模 LD<0.2)	20 ~ 100
调制带宽 (MHz)	>1 000	<300
耦合效率	中高	低
适用光纤	多模渐变折射率光纤，单模光纤 (尤其是单纵模 LD)	多模光纤 (0.8 ~ 0.9mm 以及 1.3mm 附近)
电路复杂性	复杂	简单
温度敏感性	高	低
寿命 (h)	>10 000	~100 000
成本	高	低
应用领域	长距离、高速	中低距离、中低速

5.4.2 光探测器

在光发射端电信号被调制到光载波中，然后在光纤中传播。然而接收端最终需要的是人能识别的一种信号。当然人眼是可以分辨光信号的，可是光纤通信系统中的光信号速度快，功率低，而且不一定在可见光波段，因此不能用人眼接收光信号，而必须很快速地将光信号转化为电信号，然后进行处理，这就需要用到光探测器。

光纤通信系统中常用的光探测器是半导体光探测器，其工作原理是半导体光电效应。常见的半导体光探测器有 PIN 光电二极管和雪崩光电二极管（APD）。雪崩光电二极管的灵敏度要比 PIN 光电二极管高几十倍。但是由于 PIN 光电二极管成本低，对温度不敏感，所需反向偏置电压低，同时响应速度和 APD 几乎没有差别，所以一般实际应用中 PIN 更受欢迎。但是对于长距离通信系统，APD 就非常必要了。由于 APD 的灵敏度远高于 PIN，所以采用 APD 的线路可以更长。从另一个角度看，在同样长的线路下，使用 APD 的线路需要更少的中继器或放大器。

表 5.5 给出几种材料的 PIN 和 APD 的工作波长和增益。实际应用中要根据传播距离、光功率、工作波长以及成本等综合因素来选择使用 PIN 还是 APD。比如，在 $0.8 \sim 0.9\mu\text{m}$ 波段，以 LED 为光源的中距离通信系统中应该选择 Si 或 Ge 材料的 PIN 作为探测器。如果在 $1.55\mu\text{m}$ 的半导体激光器为光源的长距离单模通信线路中，就需要选择 InGaAs 材料的 APD 作为探测器。

表 5.5 PIN 和 APD 的工作波长和增益

材 料	类 型	波 长 (nm)	增 益
Si	PIN	300 ~ 1 100	1
Ge	PIN	500 ~ 1 800	1
InGaAs	PIN	900 ~ 1 700	1
Si	APD	400 ~ 1 000	150
Ge	APD	1 000 ~ 1 600	50
InGaAs	APD	1 000 ~ 1 700	20

5.4.3 光放大器

尽管在光纤通信系统中，我们已经根据实际需要选择了最合适的波段以减小损耗的影响，但是损耗是不可能绝对消除的。随着传播距离的增大，如果不对信号进行放大，信号就会衰减到低于光探测器的灵敏度，从而导致波形失真或误码率上升。因此，要实现上百甚至上千 km 的传输，必须每隔一定的距离就对光信号进行放大。

早期光通信系统中的放大是通过中继器来实现的。中继器的工作模式是：先将光信号转化为电信号，再对电信号进行放大，最后将放大的电信号再转化为光信号输出。光中继器可以用于单一波长、数据速率不高的通信系统。但是对于多波长系统，有多少种波长就需要多少个中继器，这样成本就会非常高。同时数据速率较高的时候，放大系统设计会比较复杂。因此，人们希望能够不需要进行多次光电和电光转化而直接对光信号放大，而且是多波长同时放大。为了做到这一点，人们设计了光放大器。

光放大器是通过受激辐射或者受激散射来实现光信号的放大的。实际上其原理和激光器是一样的，在泵浦光源作用下，使工作物质处于粒子数翻转状态，以实现光信号的放大。光



放大器和激光器的区别在于正反馈的量不同。激光器正反馈较大，要在谐振腔内振荡，最后输出激光；而光放大器的正反馈小或没有，需要抑制振荡，最终只有光信号放大，没有相干光的输出。

光放大器主要有两种，一种是半导体光放大器，一种是光纤放大器。半导体光放大器（SOA）实际上就是一个没有反馈机制的半导体激光器，原理和半导体激光器一致。光纤放大器有两种，一种是非线性光纤放大器，以拉曼光放大器（SRA）为代表；一种是掺稀土光纤放大器，以掺铒光纤放大器（EDFA）为代表，这是现代光纤通信系统中应用最广泛的光放大器。

铒（Er）是一种稀土元素。在纤芯靠近轴线的部分掺入一定量的铒离子（ Er^{3+} ），就制成了掺铒光纤（EDF）。 Er^{3+} 的能级如图 5.31 所示，其中 E_1 是基态，其他是激发态。在没有外界激励时， Er^{3+} 处于基态 E_1 。当有外界泵浦光激励的时候，电子就可以吸收泵浦光的能量跃迁到激发态，不同波长的泵浦光能使电子跃迁到达的激发态也不同。例如 980nm 的泵浦光可以使电子跃迁到 E_4 的激发态，1 480nm 的泵浦光可以使电子跃迁到 E_3 的激发态。假设使用 980nm 的泵浦光，在其不断激励下，处于 E_4 的激发态的电子逐渐增多，但是由于该能级粒子不稳定，会很快自发跃迁到亚稳态 E_2 ，实现粒子数反转。

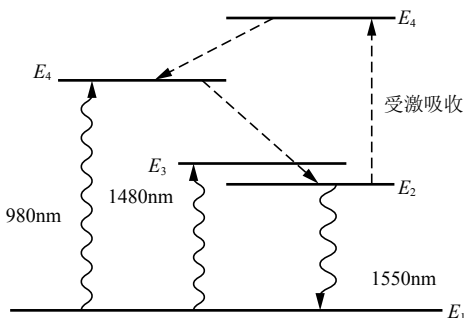


图 5.31 EDFA 的工作原理

E_2 和基态间距大约是 1 550nm。当有 1 550nm 的光信号经过这段光纤时，亚稳态 E_2 上的电子就会以受激辐射的形式跃迁到基态，同时放出波长为 1 550nm 的光子，即和光信号相同的光子。这样光子数量得到增加，光信号能量得到增大。如此不断地泵浦就可以不断使得经过这段光纤的所有光信号得到放大。这就是 EDFA 的工作原理。

影响 EDFA 效率的一个重要因素就是受激吸收。在泵浦光作用下，处于亚稳态 E_2 的电子可以吸收泵浦光能量跃迁到更高的激发态 E_3 ，然后再自发地跃迁到 E_4 。这样会使得泵浦光能量浪费掉了，降低了 EDFA 的效率。通过调整掺杂物质浓度和成分可以抑制受激吸收效应，例如，在光纤中掺入磷的氧化物，同时由于受激吸收主要容易发生在 807nm 波段泵浦的时候。而现代 EDFA 的泵浦光源一般是 980nm 或 1 480nm，不容易造成受激吸收，尤其是 1 480nm，可以很容易用半导体激光器或固体激光器实现。

EDFA 的增益是指输出功率和输入功率的比例（如果以 dB 为单位就还要再取以 10 为底的对数）。增益和 Er^{3+} 离子浓度有关，但并不是浓度越大增益越大。当 Er^{3+} 离子浓度到达一定程度时，继续增大浓度，增益反而减小。这是因为 Er^{3+} 离子浓度太大会造成离子的聚合，从而减小反转粒子的浓度，使增益反而下降，这就是增益饱和效应。EDFA 的增益还和泵浦光的波长和功率有关。光信号得以放大的能量来源就是泵浦光的能量，但是同样由于存在增益饱和效应，泵浦光功率到达一定程度后，还继续增加的话反而会减小增益。光纤长度等因素对增益的影响也一样存在类似的饱和现象。因此，对光纤中掺入 Er^{3+} 离子的浓度、泵浦光的功率、掺铒光纤的长度都必须进行一定的控制和优化。正是由于增益饱和效应的存在，使得 EDFA 的输出和输入之间不是简单的正比关系，而是会存在一个极限的输出功率。一般来说，EDFA 期望的输出功率不超过 17dBm。

EDFA 中的噪声来源主要是自发辐射。图 5.31 中， E_2 到 E_1 的跃迁除了采取受激辐射形式以外，还可以采取自发辐射形式。自发辐射的光子尽管频率和输入光信号一样，但是相位是

随机的，因此会带来噪声。EDFA 的噪声用噪声系数来衡量，它就是输入信号信噪比和输出信号信噪比的比例（如果以 dB 为单位就还要再取以 10 为底的对数）。

通常，EDFA 的增益大于 30dB，噪声系数约 5dB，输出功率约 14dBm 以上。

一套 EDFA 系统主要由掺铒光纤、泵浦光源、光耦合器、光隔离器等几个基本部分组成，其结构有三种类型：同向泵浦型、反向泵浦型和双向泵浦型。同向泵浦型和反向泵浦型通常也称为单向泵浦型，分别如图 5.32（a），（b）所示。同向泵浦是指信号光和泵浦光同向进入掺铒光纤，反向泵浦是指泵浦光在末端反向注入掺铒光纤。隔离器的作用是吸收反射光，避免出现类似激光器的振荡。单向泵浦输出功率可达 14dBm。以同向泵浦为例，由于光纤本身存在损耗，掺铒光纤也不例外，泵浦光功率进入掺铒光纤后会随传输而衰减，到达光纤末端的时候会变得很弱，导致末端增益趋向于 0。如果在末端再加入一个泵浦光源反向注入，就会使得整个掺铒光纤都存在明显增益。这就是双向泵浦型。双向泵浦型输出功率可接近 17dBm。

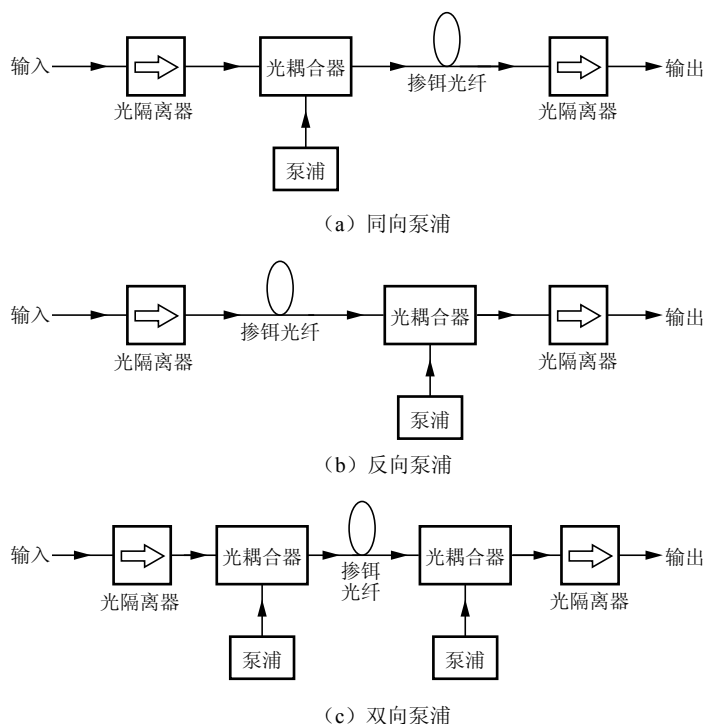


图 5.32 EDFA 结构示意图

由于 EDFA 可以工作于 1 550nm 波段，这正好是光纤通信中的低损耗波段。同时，实际上同一 EDFA 的工作波长不只是 1 550nm 一个，而是 1 550nm 附近超过 30nm 的波长范围，这就可以同时实现多波长的光信号放大。另外，根据前面对 EDFA 系统结构的分析，其实 EDFA 就是一段特殊光纤，所以很容易加入到线路中。因此 EDFA 是光纤通信系统，尤其是波分复用系统中常用的光放大器。如图 5.33 所示，利用 EDFA 的低噪声特性，可以作为光接收机的前置放大器使用；利用其高增益特性又可以将其作为光发送机的功率放大器。利用 EDFA 可以直接对多波长信号进行放大而且寿命长，可以将其用作线路放大器。

EDFA 用作光纤通信系统中的放大器具有很多优点，但是也有一些缺点。比如其工作波段并不是特别宽，而且工作范围内增益不平坦，需要使用特殊的技术使其增益平坦才能用于

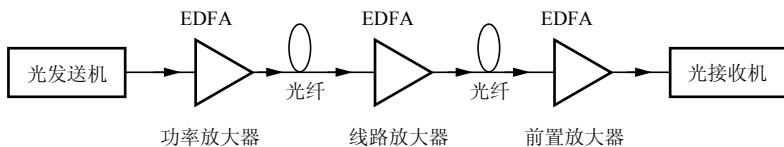


图 5.33 EDFA 的应用

波分复用系统。另外，EDFA 不具备波形调整功能，而传统的光电中继器具有此功能。因此实际线路中需要将 EDFA 和光电中继器配合使用。

掺稀土光纤放大器除了 EDFA 外，还有工作于 1 300nm 的掺镨光纤放大器（PDFA）以及工作于 1 400nm 的掺铥光纤放大器（TDFA）。

另一类光纤放大器是非线性光纤放大器。拉曼放大器（SRA）就是一种非线性光纤放大器，其原理是利用强泵浦光激发受激拉曼效应，将泵浦光能量转化为光信号能量，实现光放大。SRA 的特点是可以工作于 1 300 ~ 1 600nm 整个光通信波段。只要相应调整泵浦光波长，就可以对任意指定波长的光信号放大。同时 SRA 可以提供高达 30dB 的增益和接近泵浦光源功率的输出功率（饱和输出功率 ~ 25dBm）。限制 SRA 广泛使用的主要因素是泵浦光源功率。由于激发受激拉曼效应需要较高的光功率，所以高输出的 SRA 需要功率为 1 ~ 2W 的激光器作为泵浦光源，这样的激光器成本比较高。

5.4.4 光纤连接器和光纤耦合器

由于光纤制造商通常只会制造有限长度规格的光纤，因此在长达几 km 的线路中，必须要把很多段光纤连接起来。另外，采用中等长度的光纤在穿过管道、架空等方面也有优势。因此光纤的连接在光纤通信系统中是非常必要的。

光纤的连接处通常会存在损耗。两段光纤的错位、端面不平整、连接处端面分离等相对位置因素都会使得一段光纤输出的光不能全部被另一段光纤接收。此外，两段光纤的直径和数值孔径不同也会引起损耗。这种损耗是单向的，从直径小或数值孔径小的光纤到直径大或数值孔径大的光纤没有这种损耗，反过来就有这种损耗。从大数值孔径光纤到小数值孔径光纤引起的损耗为

$$L = -\lg_{10} \left(\frac{NA_2}{NA_1} \right) \quad (5-61)$$

光纤的连接通常有永久连接和非永久连接两种方式。

永久连接是指通过熔接、粘连、套管连接等方式使两段光纤形成永久的固定连接。图 5.34 所示就是光纤熔接机示意图，先将光纤端面抛光处理，然后将两段光纤对准并且端面靠在一起，再用电弧加热连接处，使之融为一体，形成连接。

非永久连接是指通过活动连接器将光纤连接起来，根据需要可以不破坏系统随时断开和恢复连接。

活动连接器应该满足以下要求：①插入损耗小（不超过 0.5dB）；②性能稳定，插拔重复性好（插拔 5 000 次损耗增量不超过 0.2dB）；③安装使用方便；④强度高，环境适应性好，寿命

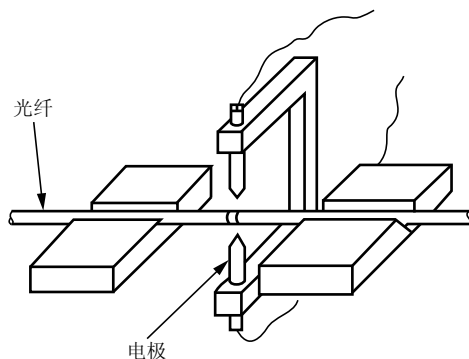


图 5.34 光纤熔接机示意图

长，成本低；⑤有较大的回波损耗（不小于 25dB），以防止连接器反射光对光源的影响。由于插入损耗和反射损耗的影响，使用活动光纤连接器总损耗要大于永久连接。但是活动光纤连接器使用方便，可以随时断开和连接，这是永久连接做不到的。

光纤连接器可以分为两个大类，精密对接式和透镜扩束式。前一种是利用连接器高精度的几何设计来确保光纤准确对接，后一种则是利用透镜的准直与聚焦作用来连接两根光纤。下面介绍几种常见的活动连接器。

直插（ST）型：这种连接器由 AT&T 公司发明，和同轴电缆连接方法类似，是最直接的一种连接器设计。如图 5.35 所示，通过插针和套管配合，可以使光纤精确对准。同时这种结构还带有卡口式锁紧装置，可以防止光纤转动。

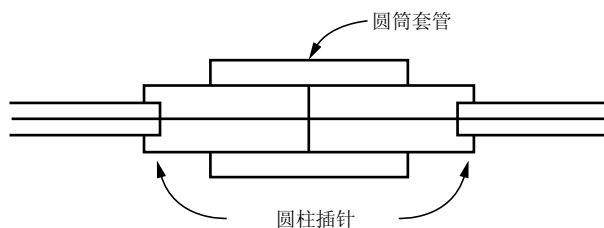


图 5.35 ST 型连接器

双锥（BC）型：这种连接器也是 AT&T 公司发明的。如图 5.36 所示，它由两个精密锥体插针和连接器转接插座内的精密双锥形套管组成，当两根光纤插针压入双锥形套管之中时，即可实现光纤精密对接。

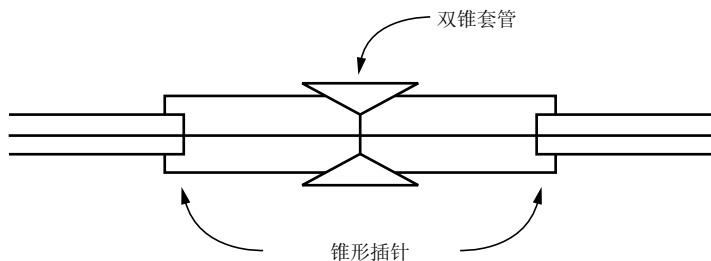


图 5.36 BC 型连接器

面接触（FC）型：这种连接器由日本 NTT 公司开发，采用金属套管，螺丝扣固定，接头对接方式为平面接触，且不会造成磨损。其优点是结构简单，操作方便。缺点是容易产生反射，回波损耗太小。可以在光纤端面镀抗反射膜以减小反射。

物理接触（PC）型：这种连接器由 AMP 公司提出，是 FC 型的改进。这种设计中对接端面由 FC 型的平面改为凸面，大大减小了反射，因此回波损耗可以比 FC 型大很多。

直联（SC）型：这种也是 NTT 公司开发的。外壳采用模塑工艺，端面为矩形。固定方式为插拔式，无须旋转螺纹锁紧。具有价格低廉，插拔方便，插入损耗稳定，抗压强度高等优点。

光纤活动连接器的另一种形式是透镜扩束式。如图 5.37 所示这种连接器利用一个透镜将发射光纤的发散光束变换为准直光束，再用另一个透镜将光束聚焦于接收光纤。其优点在于可以降低光纤横向对准的要求。缺点是损耗比对接式大，且结构不如对接式稳定。

光纤耦合器是一种无源器件，其主要功能是实现将光信号由一路向多路传送或者将 M 路光信号先合并再向 N 路分配传播。图 5.38 所示就是几种常见的光纤耦合器示意图。

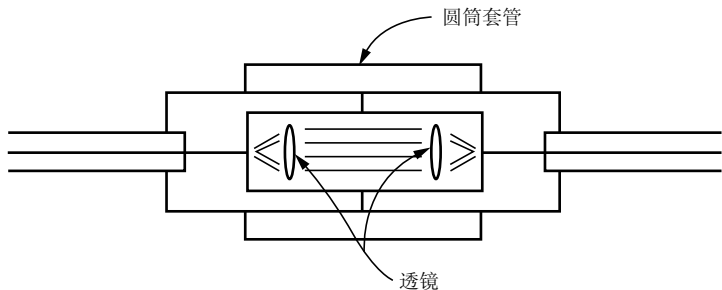


图 5.37 透镜扩束式连接器

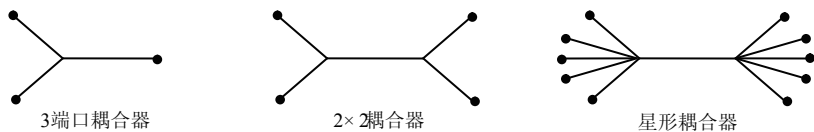


图 5.38 光纤耦合器示意图

5.4.5 其他光通信器件

光滤波器是一种波长选择器件。在波分复用系统中，每个接收机就是靠光滤波器来选择所需信道的。光滤波器有固定波长滤波器和可调谐滤波器两种。固定波长滤波器利用的是平行薄膜干涉，与增透膜增反膜的原理类似，它只能允许一种波长的光信号通过。可调谐滤波器可以调整允许光信号通过的波段，常见的可调谐光滤波器有光纤法布里-帕罗滤波器和马赫-泽德干涉滤波器。

光隔离器是一种只允许光单方向通过的器件。由于激光器、光放大器等器件对于来自连接器、熔接点等地方的反射光很敏感，反射光容易造成这些器件的性能恶化，因此这些输出段经常需要配备光隔离器以阻止反射光的影响。

光环行器实际上就是一种多输出端口的光隔离器。它可以使输入光信号只能从指定端口输出。

【本章小结】

光纤通信系统是目前世界通信系统的主要模式，本章主要介绍光纤通信系统的相关知识。首先介绍光纤的基本原理和背景知识，然后分别从几何光学以及波动光学的角度详细阐述使用光纤传播光信号的原理，并且进一步讨论光纤参数的知识，尤其是关于光纤中损耗和色散的分析、计算、测量、补偿以及应用的相关问题。在此基础上，进一步详细介绍光纤通信系统的工作原理和相关规范，常见光通信器件的原理、特性以及它们在光纤通信系统中的实际应用。

【知识链接】

光纤（Optical Fiber）和光纤通信

光纤的发明，引起了通信技术的一场革命，是当今信息化社会的一大要素。1870 年的一天，英国物理学家廷达尔到皇家学会的演讲厅讲光的全反射原理，他做了一



个简单的实验：在装满水的木桶上钻个孔，然后用灯从桶上边把水照亮。结果使观众们大吃一惊。人们看到，放光的水从水桶的小孔里流了出来，水流弯曲，光线也跟着弯曲，光居然被弯弯曲曲的水俘获了。后来人们造出一种透明度很高、粗细像蜘蛛丝一样的玻璃丝——玻璃纤维，当光线以合适的角度射入玻璃纤维时，光就沿着弯弯曲曲的玻璃纤维前进。由于这种纤维能够用来传输光线，所以称它为光导纤维，也就是光纤。

1966年7月，英籍华裔学者高锟博士（K. C. Kao）在PIEE杂志上发表论文《光频率的介质纤维表面波导》，从理论上分析证明了用光纤作为传输媒体以实现光通信的可能性，并预言了制造通信用的超低耗光纤的可能性。该论文提出可用带有包层材料的石英玻璃纤维作为通信媒质传送光信号的可能性和技术途径，奠定了光纤通信技术的基础。高锟博士也因为光纤通信领域的开创性贡献，被授予2009年的诺贝尔物理学奖。

1970年，美国康宁公司研制出损耗为20dB/km的石英光纤。1970年传输损耗只有20dB/km的低损耗石英光纤以及可在室温下连续工作的砷化镓铝半导体激光器问世，这成为光纤通信发展史上的一个重要里程碑。这一突破，引起整个通信界的震动，世界发达国家开始投入巨大力量研究光纤通信，从此光纤通信步入了一个迅猛发展的时期。

此后短短20年内，石英光纤损耗降至0.14dB/km，已经接近了石英的理论损耗极限。而掺铒光纤放大器（EDFA）的问世以及各种复用技术的使用，进一步使高速宽带光纤通信在世界范围内形成了一个充满活力的新兴产业。现在，光纤已经不仅仅使用在通信领域，在传感器、医学内窥与照明以及艺术设计和装饰等领域都有非常广泛的应用。

1976年，美国贝尔实验室在亚特兰大到华盛顿间建立了世界第一条实用化的光纤通信线路，速率为45Mbps，采用的是多模光纤，发光管LED作为光源，波长为0.85μm。20世纪70年代末，大容量的单模光纤和长寿命的半导体激光器研制成功。光纤通信系统开始显示出长距离、大容量的优越性。

1973年，我国武汉邮电科学研究院开始研究光纤通信技术。由于采用了石英光纤、半导体激光器和编码制式通信机正确的技术路线，使我国在发展光纤通信技术上少走了不少弯路，从而使我国光纤通信技术与发达国家的差距较小。

我国研究开发光纤通信正处于十年动乱时期，处于封闭状态，国外技术基本无法借鉴。1978年改革开放后，光纤通信的研发工作大大加快。1982年邮电部重点科研工程“八二工程”在武汉开通。该工程被称为实用化工程，要求一切是商用产品而不是试验品，要符合国际标准，要由设计院设计、工人施工，而不是科技人员施工。从此中国的光纤通信进入实用阶段。

习 题

一、填空题

5-1 一般光纤通信系统可以由信号源、_____、_____、_____组成。

5-2 如果阶跃折射率光纤归一化频率为 V ，那么光纤中允许存在的模式数量近似为_____。

5-3 阶跃折射率光纤的单模截止频率 $V_c =$ _____。

5-4 光纤损耗的最终限制因素是_____。

5-5 光纤中的色散主要包括_____、_____和_____。



二、名词解释题

- 5-6 阶跃折射率光纤和渐变折射率光纤
- 5-7 数值孔径
- 5-8 横向传播常数和纵向传播常数
- 5-9 归一化频率
- 5-10 模式截止和远离截止
- 5-11 损耗系数
- 5-12 dBm (分贝米)
- 5-13 色散
- 5-14 EDFA

三、简答题

- 5-15 要制作低损耗的光纤必须有哪些要求?
- 5-16 光纤制造的一般流程是什么?
- 5-17 光纤作为通信手段相对于传统电通信线路有哪些优点?
- 5-18 本征吸收损耗是如何产生的?
- 5-19 散射损耗的机理是什么?
- 5-20 光纤通信的三个主要传输窗口分别是哪些波段?
- 5-21 LD 和 LED 的数字调制方式的主要不同是什么?
- 5-22 光中继器的工作模式是怎样的? 有什么缺点?
- 5-23 光放大器的工作原理是什么? 和激光器的主要区别是什么?
- 5-24 EDFA 中铒离子掺杂浓度为什么不宜太高?
- 5-25 拉曼放大器相对于掺铒光纤放大器有什么优点和缺点?
- 5-26 光纤的非永久连接有哪些常见方式?

四、计算题

5-27 阶跃折射率光纤的纤芯和包层折射率分别为 1.48 和 1.50。根据几何光学方法计算该光纤的数值孔径和收光角。

5-28 阶跃折射率光纤的纤芯和包层相对折射率差为 0.5%，纤芯折射率为 1.46。求光纤的数值孔径和收光角。如果使用的光源波长为 $0.85\mu\text{m}$ ，纤芯直径为 $85\mu\text{m}$ ，计算该光纤的归一化频率以及可以在其中传播的模式数量。

5-29 一渐变折射率光纤，剖面折射率为抛物线分布，最大数值孔径为 0.25，纤芯直径为 $40\mu\text{m}$ 。如果使用的光源波长为 $1\mu\text{m}$ ，计算该光纤的归一化频率以及可以在其中传播的模式数量。

5-30 掺铒光纤放大器泵浦波长为 980nm，放大波长为 1550nm。如果仅考虑一个 980nm 光子产生一个 1550nm 光子的能量损失，试计算此放大器的效率。

五、分析思考题

- 5-31 光纤中的损耗主要有哪些? 各自具有什么特点?
- 5-32 简述光纤损耗测量的几种常见方法。
- 5-33 常见单模光纤有哪些? 各自具有什么特性?
- 5-34 多模阶跃折射率光纤中的模间色散是如何形成的? 试分析为什么渐变折射率光纤有助于消除模间色散。

- 5-35 简述 LD 和 LED 分别与光纤耦合的几种常见方法。
- 5-36 简述掺铒光纤放大器的工作原理，影响其效率的主要因素是什么？如何解决？
- 5-37 简述掺铒光纤放大器的优缺点。

第 6 章

光电成像系统

【学习目标】

通过本章学习，掌握光电成像原理、光电成像光学系统的组成，了解固体光电子成像器件的分类及性能，常用光电探测器 CCD、CMOS 的结构和工作原理，掌握红外成像系统的组成原理和光电成像系统性能的评价方法。

【学习要求】

- 熟悉光电成像系统的原理及组成
- 掌握电荷耦合器件 CCD 和 CMOS 的工作原理
- 掌握 CCD 和 CMOS 的应用差异
- 掌握红外成像系统的工作原理和参数
- 熟悉 OTF 和 MTF 的定义
- 熟悉利用 MTF 来评价光学成像系统的成像性能

【引例】

光电成像系统在我们的生活中随处可见，正是因为光电式传感器的大量使用，我们的现代化生活才能得到更好的推进和改善。光电式传感器基于光电效应工作，常见的光电元件有光电二极管、光电三极管、光敏电阻、光电池、PSD 器件、CMOS 器件等。在生活中，常见的光电式传感器设备如光电开关、光电探测器、电子计算机的光电输入设备、光电摄像头、数字照相机、数字摄像机、光栅测量设备、光电编码器等，见图 6.1。



图 6.1 常见的光电式传感器设备

光电探测系统在光电信息技术中的主要作用就是发射和接收辐射通量，并把目标的辐射、反射以及散射会聚到探测器的光敏面上，而且要求有良好的成像质量。光敏面接收到的辐射、反射以及散射信号经探测器转换成相应的电信号输出。光学系统是由光学元件构成的，光学元件质量的好坏直接影响着光学系统的成像质量、探测精度和准确度。要将光学系统接收的光辐射通量转变成电信号输出，必须对光辐射通量进行调制。本章主要围绕光电成像系统的核心器件光电成像器件和光电成像系统进行阐述。

光电成像涉及一系列复杂的信号传递过程。有四个方面的问题需要研究：

- (1) 能量方面——物体、光学系统和接收器的光度学、辐射度学性质，解决能否探测到目标的问题。
- (2) 成像特性——能分辨的光信号在空间和时间方面的细致程度，对多光谱成像还包括它的光谱分辨率。
- (3) 噪声方面——决定接收到的信号不稳定的程度或可靠性。
- (4) 信息传递速率方面——成像特性、噪声信息传递问题，决定能被传递的信息量大小。

6.1 光电成像系统概述

近年来，利用光电成像器件构成图像传感器进行光学图像处理与图像测量已成为现代光学仪器、现代测控技术的重要发展方向。它广泛应用于遥感、遥测技术、图形图像测量技术和监控工程等，成为现代科学技术的重要组成部分。

光电成像系统的基本组成如图 6.2 所示。

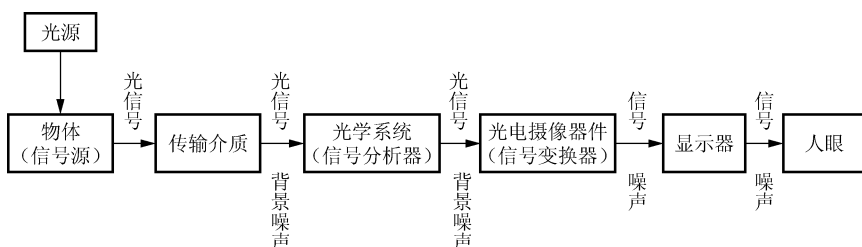


图 6.2 光电成像系统的基本组成

光电成像系统的发展历程：

1934 年，研制出光电像管，应用于室内外的广播电视摄像。它的灵敏度相当低，要达到现在图像信噪比的要求，需要不低于 10 000lx 的照度，这使它的应用范围受到很大限制。

1947 年，超正析摄像管面世，使最低照度降至 2 000lx。

1954 年，灵敏度较高的视像管投入市场。其成本低，体积小，灵敏度和分辨率都较高，但不适用于高速场合和彩色应用。

1965 年，推出的氧化铅视像管（Plumbicon）成功地取代了超正析像管，发展了彩色电视摄像机，使彩色广播电视摄像机的发展产生一次飞跃，诞生了 1 英寸、1/2 英寸，甚至于 1/3 英寸（8mm）靶面的彩色摄像机。然而，氧化铅视像管抗强光的能力低，余辉效应影响了它的采样速率。

1976 年，又相继研制出灵敏度更高、成本更低的硒靶管（Saticon）和硅靶管（Siticon），

不断满足人们对图像传感器日益增长的需要。

1970 年，美国贝尔电话实验室发现的电荷耦合器件（CCD）的原理使图像传感器的发展进入了一个全新的阶段——CCD 固体摄像器件的发展阶段。使图像传感器从真空电子束扫描方式发展成为固体自扫描输出方式。

CCD 图像传感器不但具有固体器件的所有优点，而且它的自扫描输出方式消除了电子束扫描造成的图像光电转换的非线性失真。即 CCD 图像传感器的输出信号能够不失真地将光学图像转换成视频电视图像。而且，它的体积、重量、功耗和制造成本是电子束摄像管根本无法达到的。CCD 图像传感器的诞生和发展使人们进入了更为广泛的应用图像传感器的新时代。利用 CCD 图像传感器人们可以近距离地实地观测星球表面的图像，可以观察肠、胃、耳、鼻、喉等器官内部的病变图像信息，可以观察人们不能直接观测的图像（如放射环境的图像、敌方阵地图像等）。

6.2 固体摄像器件的分类及性能

固体摄像器件的功能：把入射到传感器光敏面上按空间分布的光强信息（可见光、红外辐射等），转换为按时序串行输出的电信号——视频信号，而视频信号能再现入射的光辐射图像。

固体摄像器件主要有三大类：电荷耦合器件（Charge Coupled Device, CCD）、互补金属氧化物半导体图像传感器（CMOS）、电荷注入器件（Charge Injection Device, CID）。目前，前两种用得比较多。

6.2.1 电荷耦合摄像器件

1. 电荷耦合摄像器件的工作原理

电荷耦合摄像器件（Charge Coupled Device）是一种半导体器件，能够把光学影像转化为数字信号。CCD 最大的特点是以电荷为信号，可以实现电荷的存储和转移，最后输出。

CCD 上植入的微小光敏物质称作像素（Pixel）。一块 CCD 上包含的像素数越多，其提供的画面分辨率也就越高。CCD 的作用就像胶片一样，但它是把图像像素转换成数字信号。CCD 上有许多排列整齐的电容，能感应光线，并将影像转变成数字信号。经由外部电路的控制，每个小电容能将其所带的电荷转给它相邻的电容。

CCD 的基本结构由输入部分、MOS 结构部分和输出部分三部分组成，具体结构组成如图 6.3 所示。

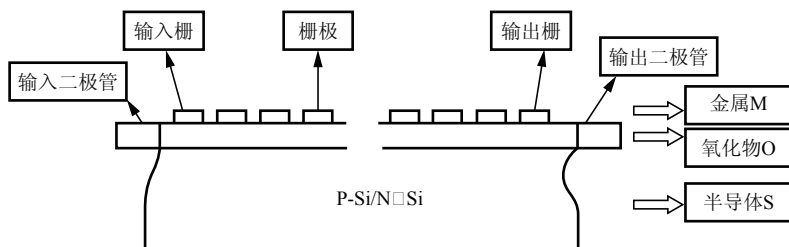


图 6.3 CCD 的结构示意图

1) CCD 的输入部分

输入部分由输入二极管 (Input Diode, ID) 和输入栅 (Input Grid, IG) 组成。输入部分主要是产生电荷, 产生电荷的方法主要有两种: 电注入和光注入。

(1) 电注入: 当 CCD 用于信息存储或信息处理时, 通过输入端注入与信号成正比的电荷。有两种方式, 电流注入法和电压注入法。如图 6.4 (a) 所示为电流注入法结构, 如图 6.4 (b) 所示为电压注入法结构。

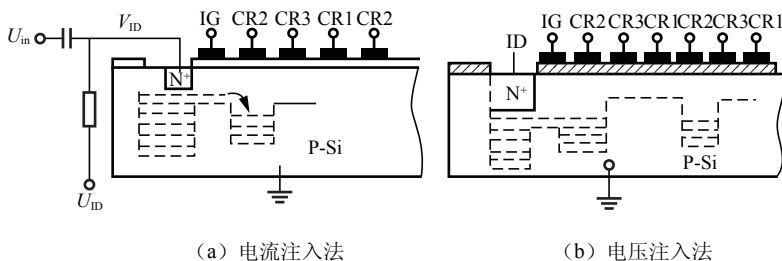


图 6.4 电注入方式

(2) 光注入: 当 CCD 用于拍摄光学图像时, 把按照照度分布的光学图像通过光电转换转化为电荷分布, 然后由输入部分注入。CCD 相机采用的就是光注入, 如图 6.5 所示。

$$Q_{in} = \eta q N_{eo} A t_c \quad (6-1)$$

式中, η 为材料的量子效率; q 为电子电荷量; N_{eo} 为入射光的光子流速率; A 为光敏单元的受光面积; t_c 为光的注入时间。

2) MOS 结构部分

MOS 电容器是构成 CCD 的最基本单元, 它是金属-氧化物-半导体 (Metal-Oxide-Semiconductor) 器件中结构最为简单的。以衬底为 P 型硅构成的 MOS 电容为例。在半导体 P 型硅为衬底的表面上用氧化的办法生成一层厚度为 20 ~ 150nm 的二氧化硅 (SiO_2), 再在二氧化硅表面蒸镀一层金属 (如铝), 在衬底和金属电极间加上偏置电压, 就构成了一个 MOS 电容器。结构如图 6.6 所示。

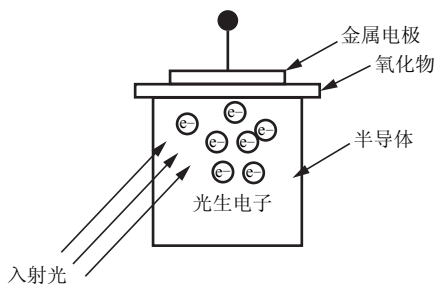


图 6.5 背面照射式光注入示意图

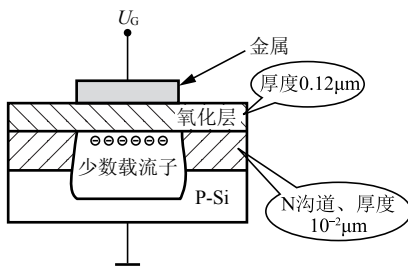


图 6.6 MOS 电容器的基本结构

MOS 结构可以实现电荷的存储和转移。

(1) 电荷的存储。在没有施加偏置电压时, 作为 P 型半导体中多数载流子的空穴是均匀分布的。当向栅极 U_G 施加一定较小的正向电压时, P 型硅中的空穴被排斥, 产生耗尽区。当栅极的正向电压大于半导体的阈值电压时, 半导体与绝缘体界面上的电势变高, 以至于将半导体体内的电子 (少数载流子) 吸引到表面, 形成有一定宽度的可存储电子的“势阱”。当具有一定波长的光子入射到 P 型硅时, P 型硅价带的电子将吸收光子的能量而跃迁至导带,



产生新的电子-空穴对，称为光生电荷（photogenerated charge），其中产生的电子被势阱所收集，空穴则被排斥出耗尽层。这样的 MOS 单元称为光敏单元或像素（Pixel）。

一个光敏单元所收集的所有光生电荷合起来称为一个电荷包（charge packet）。电荷存储于 MOS 电容器中的硅-二氧化硅交界处，其厚度仅有数十纳米。当有更多的光生电荷产生并进入势阱时，势阱的势能不断降低。当势阱的势能低至零时，就无法吸收多余的光生电荷了。这种状态称为饱和（saturation）。MOS 结构存储电荷的过程如图 6.7 所示。

当有电荷注入时，耗尽层的深度将随电荷的增加而减小。在电子逐渐填充势阱的过程中，势阱中能容纳多少电子，取决于势阱的“深浅”，即表面势 Φ_s 的大小。而表面势的大小又依栅极电压 U_G 大小而定，它们的关系曲线如图 6.8 所示。

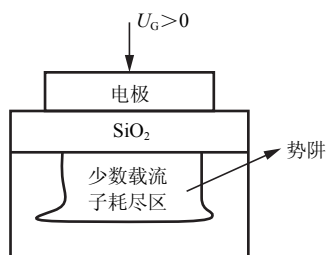


图 6.7 MOS 结构实现电荷的存储

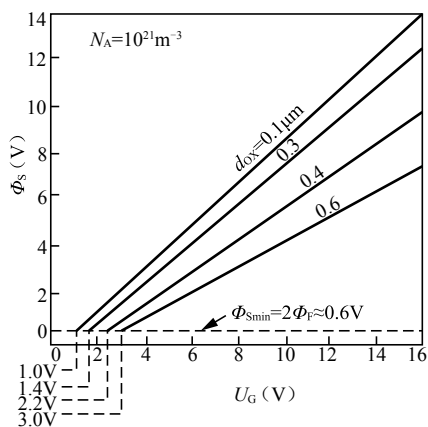


图 6.8 表面势和栅极电压的关系曲线图

图 6.8 描述了在掺杂为 10^{21} m^{-3} ，氧化层厚度为 $0.1 \mu\text{m}$ 、 $0.3 \mu\text{m}$ 、 $0.4 \mu\text{m}$ 和 $0.6 \mu\text{m}$ 的情况下，不存在反型层电荷时，表面势 Φ_s 与栅极电压 U_G 的关系曲线。从表面势 Φ_s 与栅极电压 U_G 的关系曲线可以看出，氧化层的厚度越薄曲线的线性性越好；在同样的栅极电压 U_G 作用下，不同厚度的氧化层有着不同的表面势。表面势 Φ_s 表征了耗尽区的深度。

图 6.9 所示为栅极电压 U_G 不变的情况下，表面势 Φ_s 与反型层电荷密度 Q_{INV} 之间的关系。由图 6.9 可以看出，表面势 Φ_s 随反型层电荷密度 Q_{INV} 的增加而线性减小。依据图 6.8 与图 6.9 所示的关系曲线，很容易用半导体物理中的“势阱”概念来描述。电子所以被加有栅极电压的 MOS 结构吸引到半导体与氧化层的交界面处，是因为那里的势能最低。在没有反型层电荷时，势阱的“深度”与栅极电压 U_G 的关系恰如 Φ_s 与 U_G 的关系，如图 6.10 (a) 所示空势阱的情况。

CCD 的工作波长主要由 MOS 电容器的材料性质决定。能否产生光生电荷由入射光子能量 $h\gamma$ 与半导体禁带宽度 E_g 的关系决定：

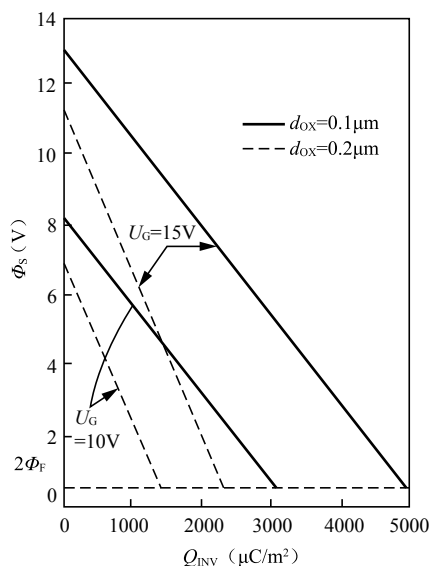


图 6.9 表面势和反型层电荷密度的关系图

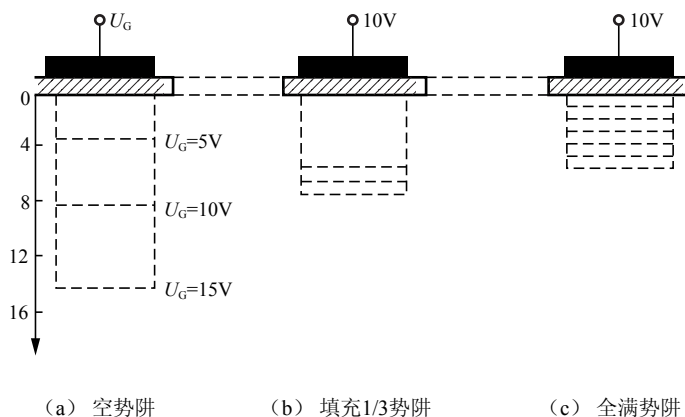


图 6.10 势阱

$$\lambda_c = \frac{1.24}{E_g} \quad (6-2)$$

式中, λ_c 为保证产生光生电荷的最长波长, 单位为 μm ; E_g 为半导体禁带宽度。

对于硅材料, E_g 为 1.12eV, 则 λ_c 为 1.11 μm 。此即该种材料的 CCD 工作波长的上限。高于此波长的光由于无法导致电子跃迁而不能产生光生电荷。那么是否所有满足该条件的波长都属于 CCD 的工作波长呢? 答案是否定的, 对于硅 CCD 而言, 由于硅在 380nm 以下的紫外波段的吸收系数大, 导致其穿透能力弱而进入不了衬底, 因而在该波段成像比较困难。

(2) 电荷的转移。如前所述, CCD 上各个 MOS 电容器在接收光照后收集了数量与对应光强成正比的电荷, 形成了被摄图像的潜影, 接下来就是如何转移并“读出”这些电荷的过程。

通过按照一定的时序在电极上施加高低电压, 使电荷在相邻的势阱间进行转移。通常把 CCD 的电极分为几组, 每一组称为一相, 并施加同样的时钟脉冲。按相数可分为: 二相 CCD、三相 CCD、四相 CCD 等。对于单层金属化电极结构, 为了保证电荷的定向转移, 至少需要三相。这里以三相表面沟道 CCD 为例。表面沟道器件, 即 SCCD (Surface Channel CCD)——转移沟道在界面的 CCD 器件。电荷的转移过程如图 6.11 所示。

图 6.11 (a) 所示为金属栅极上加载的三相电压。图 6.11 (b) 所示为三相电极上加载的电平。

在 t_1 时刻: 时钟驱动线 Φ_1 为高电平, Φ_2 和 Φ_3 为低电平, 于是在 Φ_1 下形成势阱, 由外界注入的信号电荷被存储于 Φ_1 电极下表面的势阱中;

在 t_2 时刻: 时钟驱动线 Φ_1 和 Φ_2 为高电平, Φ_3 为低电平, 于是在 Φ_1 和 Φ_2 下都有势阱, 存储于 Φ_1 电极下的信号电荷扩散到 Φ_2 电极下;

在 t_3 时刻: 时钟驱动线 Φ_1 的电平由高向低下降, Φ_2 仍为高电平, Φ_3 为低电平, 于是在 Φ_1 下的势阱渐渐减小, 存储于 Φ_1 电极下的信号电荷全部转移到 Φ_2 电极下;

在 t_4 时刻: 时钟驱动线 Φ_1 为低电平, 时钟驱动线 Φ_2 为高电平, Φ_1 电极下的信号电荷被全部转移到 Φ_2 电极下表面的势阱中。

从而使信号电荷可控地一位一位地按顺序传输, 这就是所谓的电荷耦合。

需要指出的是, CCD 电极间隙必须很小, 电荷才能不受阻碍地自一个电极转移到相邻电极下。如果电极间隙比较大, 两相邻电极间的势阱将被势垒隔开, 不能合并, 电荷也不能从

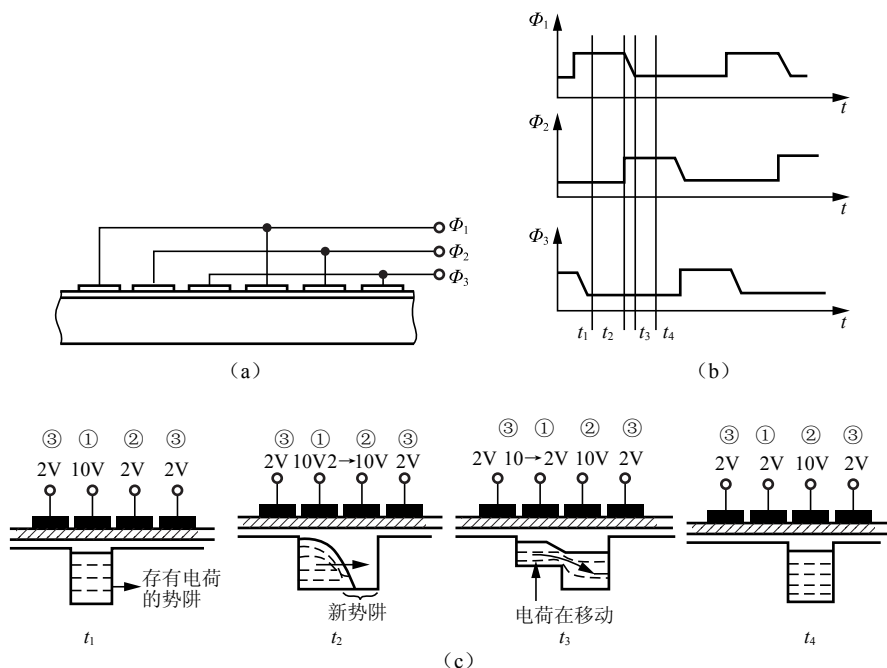


图 6.11 三相表面沟道 CCD 的电荷转移

一个电极向另一个电极转移。CCD 便不能在外部脉冲作用下正常工作。上述过程是一种电荷耦合过程，故此称这种器件为电荷耦合器件（CCD）。

能够产生完全耦合条件的最大间隙一般由具体电极结构、表面态密度等因素决定。理论计算和实验证实，为了不使电极间隙下方界面处出现阻碍电荷转移的势垒，间隙的长度应小于 $3\mu\text{m}$ ，这也是同样条件下半导体表面深耗尽区宽度的大致尺寸。当然，如果氧化层厚度、表面态密度不同，结果也会不同。但对绝大多数 CCD， $1\mu\text{m}$ 的间隙长度是足够小的。

SCCD 的信号电荷只在贴近界面的极薄衬底层内运动，这种工艺简单，动态范围大，但信号电荷在转移过程中受表面态的影响，转移速度和效率低，不宜制成长线及大面阵器件，工作频率一般在 10MHz 以下。为了避免上述不足，研制了体内沟道 CCD，即 BCCD（Bulk or Buried Channel CCD）——用离子注入方法改变转移沟道的结构，从而使势能极小值脱离界面而进入衬底内部，形成体内的转移沟道，避免了表面态的影响，使得该种器件的转移效率高达 99.999% 以上，工作频率可高达 100MHz ，且能做成大规模器件。

3) CCD 的输出部分

CCD 的输出部分由输出栅（Output Grid, OG）和输出二极管（Output Diode, OD）组成，在电荷转移通道的末端，可将电荷信号转换为电压或电流信号输出。电荷输出结构有多种形式，如电流输出结构、浮置扩散放大器输出结构、浮置栅放大器输出结构等。

（1）电流输出结构。如图 6.12 所示，由反向偏置二极管收集信号电荷来控制 A 点电位的变化，直流偏置的输出栅极 OG 用来使漏扩散和时钟脉冲之间退耦，由于二极管反向偏置，形成一个深陷落信号电荷的势阱，转移到 Φ_2 电极下的电荷包越过输出栅极，流入到深势阱中。

（2）浮置扩散放大器输出结构。如图 6.13 所示，复位管在 Φ_2 下的势阱未形成前，在 R_g 端加复位脉冲，使复位管导通，把浮置扩散区剩余电荷抽走，复位到 U_{DD} ；而当电荷到来时，复位管截止，由浮置扩散区收集的信号电荷来控制放大管栅极电位变化。

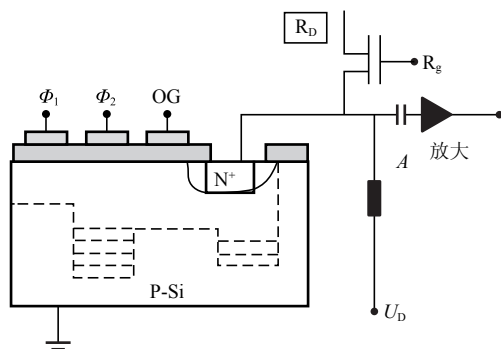


图 6.12 电流输出结构

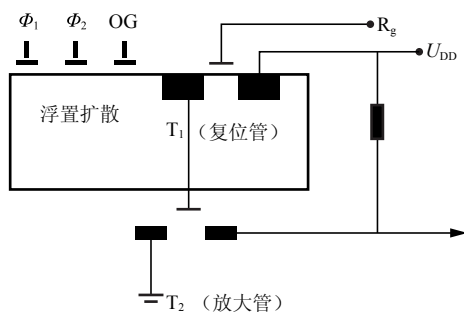


图 6.13 浮置扩散放大器输出结构

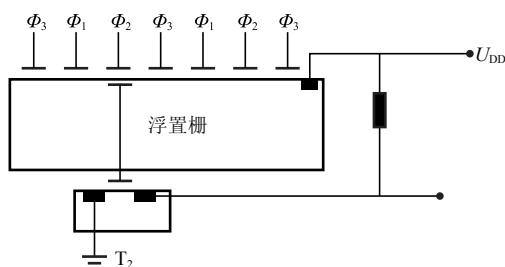


图 6.14 浮置栅放大器输出结构

(3) 浮置栅放大器输出结构。如图 6.14 所示， T_2 的栅极不是直接与信号电荷的转移沟道相连接，而是与沟道上面的浮置栅相连。当信号电荷转移到浮置栅下面的沟道时，在浮置栅上感应出镜像电荷，以此来控制 T_2 的栅极电位。

2. 电荷耦合摄像器件的工作原理

将 CCD 的电荷存储、转移的概念与半导体的光电性质相结合，就形成了 CCD 摄像器件。

1) 电荷耦合摄像器件的分类

电荷耦合摄像器件可以有多种分类方法。

按结构可分为：线阵 CCD 和面阵 CCD。

按光谱可分为：可见光 CCD、红外 CCD、X 光 CCD 和紫外 CCD；可见光 CCD 又可分为黑白 CCD、彩色 CCD 和微光 CCD。

(1) 线阵 CCD。线阵 CCD 可分为双沟道传输与单沟道传输两种结构，如图 6.15 所示。两种结构的工作原理相仿，但性能稍有差异。单沟道线阵 CCD 转移次数多，效率低，只适用于像素单元较少的成像器件。双沟道线阵 CCD 转移次数减少一半，它的总转移效率也提高为原来的两倍。

线阵 CCD 每次扫描一条线，为了得到整个二维图像的视频信号，就必须用扫描的方法实现。

(2) 面阵 CCD。常见的面阵 CCD 摄像器件有两种：行间转移结构与帧转移结构。

目前比较常用的形式是帧转移结构。光敏区是由光敏 CCD 阵列构成的，其作用是光电变换和在自扫描正程时间内进行光积分，暂存区是由遮光的 CCD 构成的，它的位数和光敏区一一对应，其作用是在自扫描逆程时间内，迅速地将光敏区里整帧的电荷包转移到它里面暂存起来，如图 6.16 所示。

然后，光敏区开始进行第二帧的光积分，而暂存区则利用这个时间，将电荷包一次一行地转移给 CCD 移位寄存器，变为串行信号输出。当 CCD 移位寄存器将其中的电荷包输出完了以后，暂存区里的电荷包再向下移动一行给 CCD 移位寄存器。当暂存区中的电荷包全部转移完毕后，再进行第二帧转移，如图 6.17 所示。

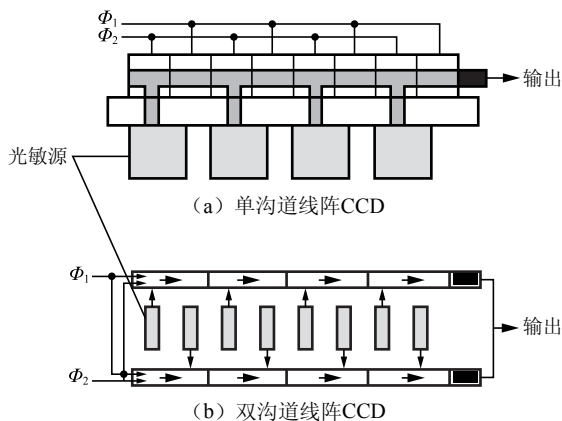


图 6.15 线阵 CCD 摄像器件

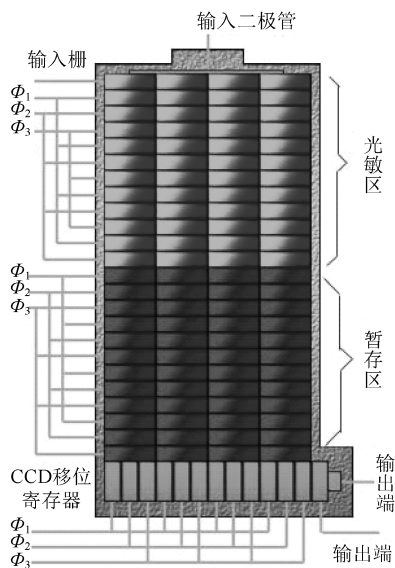


图 6.16 帧转移面阵 CCD

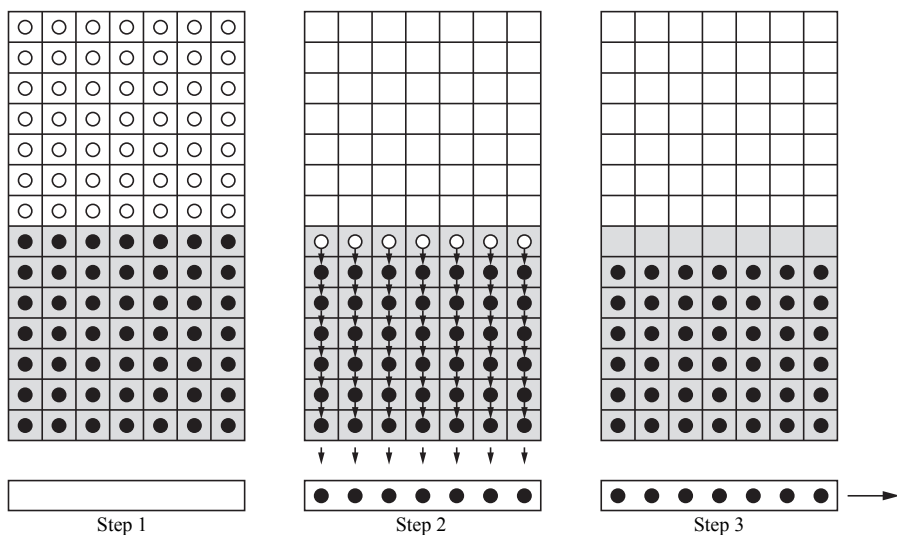


图 6.17 帧转移面阵 CCD 工作过程

帧转移面阵 CCD 的优点是电极结构简单，感光区面积可以很小。缺点是需要面积较大的暂存区。

行间转移结构采用了光敏区域转移区相间排列的方式。它的结构相当于将若干个单沟道传输的线阵 CCD 图像传感器按垂直方向并排，再在垂直阵列的尽头设置一条水平 CCD，水平 CCD 的每一位与垂直列 CCD 一一对应、相互衔接，如图 6.18 所示。在器件工作时，每当水平 CCD 驱动一行信息读完，就进入行消隐。在行消隐期间，垂直 CCD 向上传输一次，即向水平 CCD 转移一行信号电荷，然后，水平 CCD 又开始新的一行信号读出。依次循环，直至将整个一场信息读完，进入场消隐。在场消隐期间，又将新的一场光信号电荷从光敏区转移到各自对应的垂直 CCD 中。然后，又开始新一场信号的逐行读出，如图 6.19 所示。

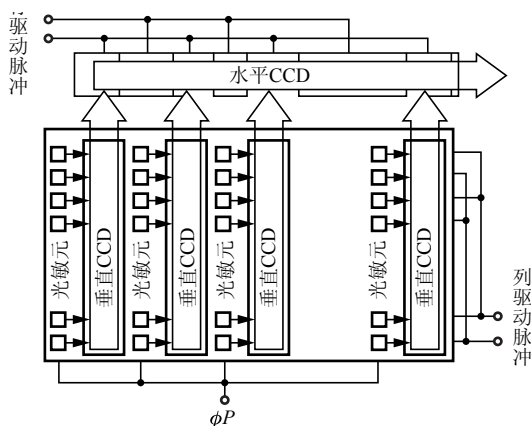


图 6.18 行间转移面阵 CCD

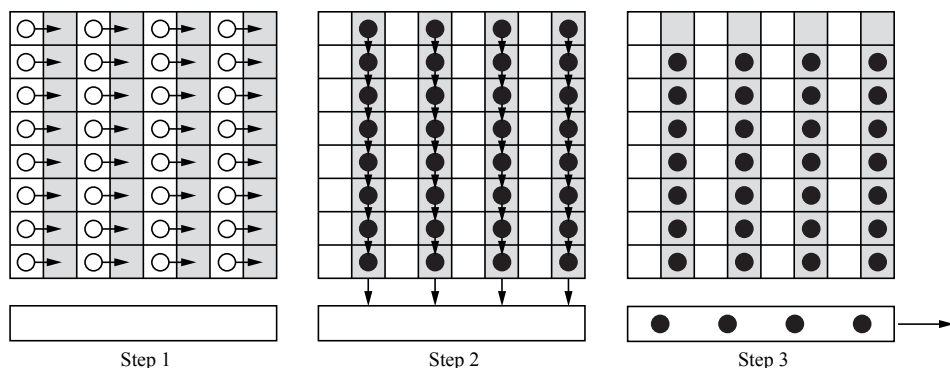


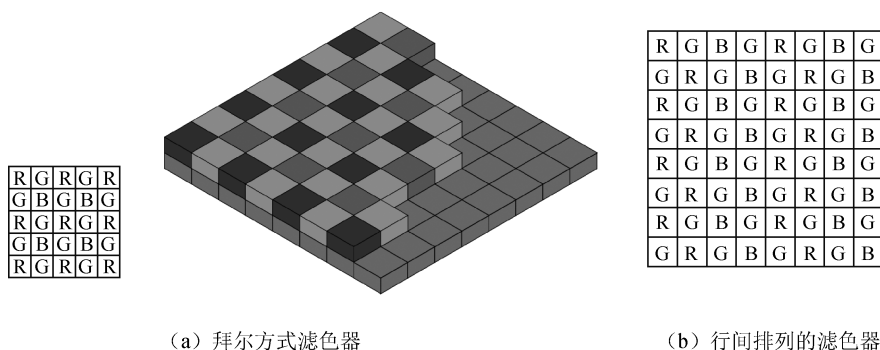
图 6.19 行间转移面阵 CCD 工作过程

行间转移面阵 CCD 的转移效率大大提高，但是结构较为复杂。

(3) 黑白 CCD 与彩色 CCD。基于前述工艺的 CCD 本质上为黑白 CCD，它无法确定入射到光敏元上的各个颜色的光的组成。若想获取被摄物体的色差信息，需要使用彩色 CCD。

彩色 CCD 目前主要有三片式和单片式两种。

单片式彩色 CCD 摄像机结构简单、价格较低，是目前工业、家用摄影的主流。关键器件是滤色器阵列。图 6.20 所示是两种常用的滤色器形式。



(a) 拜尔方式滤色器

(b) 行间排列的滤色器

图 6.20 单片式彩色 CCD 的滤色器形式

一般的彩色数码相机是在黑白 CCD 上覆盖拜尔滤镜 (Bayer filter), 如图 6.20 (a) 所示。每四个像素形成一个单元, 一个负责过滤红色, 一个过滤蓝色, 两个过滤绿色。之所以选择两个绿色像素是因为相比较而言人眼对绿色最为敏感, 因此绿色信息应最为精确。结果每个像素都接收到对应颜色的光强, 单个像素是无法反映对应物体的色彩信息的, 通过一定的去马赛克算法 (demosaicing algorithm) 对这些像素的光强进行差分处理, 可以最终获得彩色图像。

由于一片 CCD 同时完成亮度信号和色度信号的转换, 使得拍摄出来的图像在彩色还原上达不到专业水平的要求。为了解决这个问题, 便出现了 3CCD 摄像机。即一台摄像机使用了三片 CCD, 分别用于接收光信号中的红 (R)、绿 (G)、蓝 (B) 三种颜色并转换为电信号, 然后经过电路处理后产生图像信号。拍摄出来的图像从彩色还原上要比单 CCD 来的自然, 亮度以及清晰度也比单 CCD 好。但由于使用了三片 CCD, 3CCD 摄像机的价格要比单 CCD 贵很多。三片式 CCD 成像质量好, 主要用于电视台等高质量的摄像机, 如图 6.21 所示。

为了 CCD 呈彩色影像, 网格以红 R、绿 G 和蓝 B 滤镜片所组成 (三原色 CCD)。每一个 CCD 元件由上百万个 MOS 电容所构成。来自影像的光线穿过这些马赛克色块会让感光点的二氧化矽材料释放出电子。经由外部加入电压, 这些电子会被转移到不同极性的另一个矽层暂存起来。电子数的多寡和曝光过程光点所接收的光量成正比。在一个影像最明亮的部位, 可能有超过 10 万个电子被积存起来, 如图 6.22 所示。

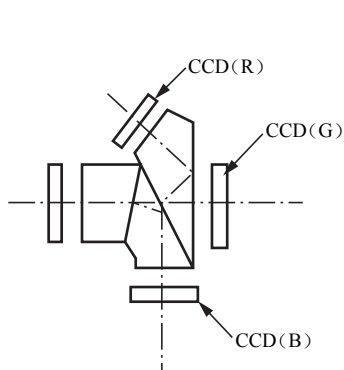


图 6.21 三片式彩色 CCD 结构示意图

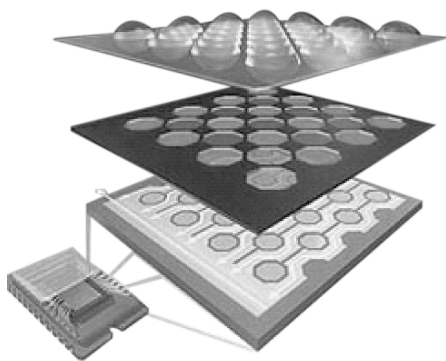


图 6.22 三片式彩色 CCD 的彩色成像原理图

6.2.2 电荷耦合摄像器件的特性参数

1. CCD 的特性参数

1) 电荷转移效率 η 和电荷转移损失率 ε

电荷包从一个栅转移到下一个栅时, 有 η 部分的电荷转移过去, 余下 ε 部分没有被转移, ε 称为转移损失率。

$$\eta = 1 - \varepsilon \quad (6-3)$$

一个电荷量为 Q_0 的电荷包, 经过 n 次转移后的输出电荷量应为

$$Q_n = Q_0 \eta^n \quad (6-4)$$

总效率为

$$Q_n/Q_o = \eta^n \quad (6-5)$$

引起电荷包转移不完全的主要原因是表面态对电子的俘获和时钟频率过高，所以表面沟道 CCD 在使用时，为了提高转移效率，常采用偏置电荷技术，即在接收信息电荷之前，就先给每个势阱都输入一定量的背景电荷，使表面态填满。这样，即使是零信息，势阱中也有一定量的电荷。因此，也称这种技术为“胖零 (fat zero)”技术。

2) 不均匀度

不均匀度包括光敏元的不均匀性与 CCD 的不均匀性。

本节讨论光敏元的不均匀性，认为 CCD 是近似均匀的，即每次转移的效率是一样的。

光敏元响应的不均匀性是由于工艺过程及材料不均匀引起的，越是大规模的器件，均匀性问题越是突出，这往往是成品率下降的重要原因。

定义光敏元响应的均方根偏差对平均响应的比值为 CCD 的不均匀度 σ ：

$$\sigma = \frac{1}{\bar{V}_o} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (V_{on} - \bar{V}_o)^2} \quad (6-6)$$

$$\bar{V}_o = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N V_{on} \quad (6-7)$$

式中， V_{on} 为第 n 个光敏元原始响应的等效电压； \bar{V}_o 为平均原始响应等效电压； N 为线列 CCD 的总位数。

由于转移损失的存在，CCD 的输出信号 V_n 与它所对应的光敏元的原始响应 V_{on} 并不相等。根据总损失公式，在测得 V_n 后，可求出 V_{on} ：

$$V_{on} = \frac{V_n}{\eta^{np}} \quad (6-8)$$

式中， p 是 CCD 的相数。

3) 暗电流

CCD 成像器件在既无光注入又无电注入情况下的输出信号称暗信号，即暗电流。暗电流的根本起因在于耗尽区产生复合中心的热激发。由于工艺过程不完善及材料不均匀等因素的影响，CCD 中暗电流密度的分布是不均匀的。暗电流的危害有两个方面：限制器件的低频限，引起固定图像噪声。

4) 光谱响应特性

CCD 的光谱响应是指等能量相对光谱响应，最大响应值归一化为 100% 所对应的波长，称峰值波长 λ_{\max} ，通常将 10%（或更低）的响应点所对应的波长称为截止波长。有长波端的截止波长与短波端的截止波长，两截止波长之间所包括的波长范围称为光谱响应范围。

CCD 器件的感光元件都是用半导体硅材料制成的，其光谱特性曲线如图 6.23 所示。灵敏范围为 0.4 ~ 1.15 μm ，但光谱特性曲线不像单个硅光电二极管那么锐利，峰值波长为 0.65 ~ 0.9 μm ，对近红外比较敏感。夜间隐蔽监视时，可以用近红外灯照明，人眼看不清环境情况，在监视器上却可以清晰成像。由于 CCD 传感器表面有一层吸收紫

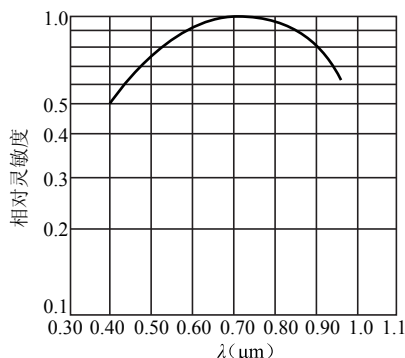


图 6.23 CCD 的光谱特性曲线

外的透明电极，所以 CCD 对紫外不敏感。彩色摄像机的成像单元上有红、绿、蓝三色滤光



条, 所以彩色摄像机对红外、紫外均不敏感。

5) 动态范围与线性度

$$\text{动态范围} = \frac{\text{光敏元满阱信号}}{\text{等效噪声信号}}$$

线性度是指在动态范围内, 输出信号与曝光量的关系是否成直线关系。

6) 噪声

CCD 的噪声可归纳为三类: 散粒噪声、转移噪声和热噪声。

2. CCD 摄像器件性能评估

1) 分辨率的选择

分辨率是摄像器件最重要的参数之一, 它是指摄像器件对物像中明暗细节的分辨能力。测试时用专门的测试卡。目前国际上一般用 MTF (调制传递函数) 来表示分辨率。在 6.4 节会有详细介绍。

评估摄像机分辨率的指标是水平分辨率, 其单位为线对, 即成像后可以分辨的黑白线对的数目。常用的黑白摄像机的分辨率一般为 380 ~ 600, 彩色为 380 ~ 480, 其数值越大成像越清晰。一般的监视场合, 用 400 线左右的黑白摄像机就可以满足要求。而对于医疗、图像处理等特殊场合, 用 600 线的摄像机能得到更清晰的图像。在不同光源照射下, CCD 的分辨率不同, 如图 6.24 所示。

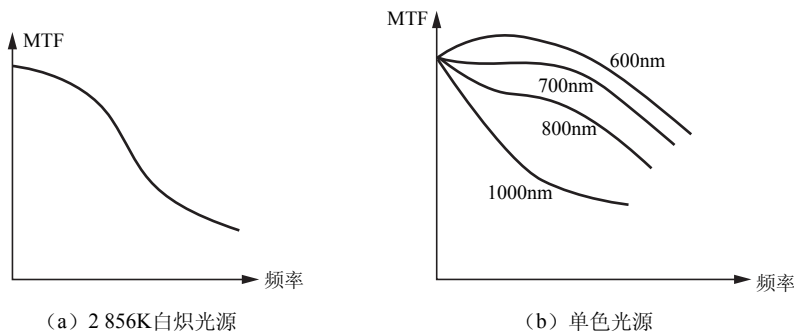


图 6.24 不同光源照射时 CCD 的 MTF 曲线

2) 成像灵敏度

成像灵敏度是指在一定光谱范围内, 单位曝光量的输出信号电压 (电流)。

通常用最低环境照度要求来表明摄像机灵敏度, 黑白摄像机的灵敏度是 0.02 ~ 0.5lx (勒克斯), 彩色摄像机多在 1lx 以上。0.1lx 的摄像机用于普通的监视场合; 在夜间使用或环境光线较弱时, 推荐使用 0.02lx 的摄像机。与近红外灯配合使用时, 也必须使用低照度的摄像机。

3) 电子快门

电子快门的时间在 1/50 ~ 1/100 000s 之间, 摄像机的电子快门一般设置为自动电子快门方式, 可根据环境的亮暗自动调节快门时间, 得到清晰的图像。有些摄像机允许用户自行手动调节快门时间, 以适应某些特殊应用场合。

4) 外同步与外触发

外同步是指不同的视频设备之间用同一同步信号来保证视频信号的同步, 它可保证不同

的设备输出的视频信号具有相同的帧、行的起止时间。为了实现外同步，需要给摄像机输入一个复合同步信号（C-sync）或复合视频信号。外同步并不能保证用户从指定时刻得到完整的连续的一帧图像，要实现这种功能，必须使用一些特殊的具有外触发功能的摄像机。

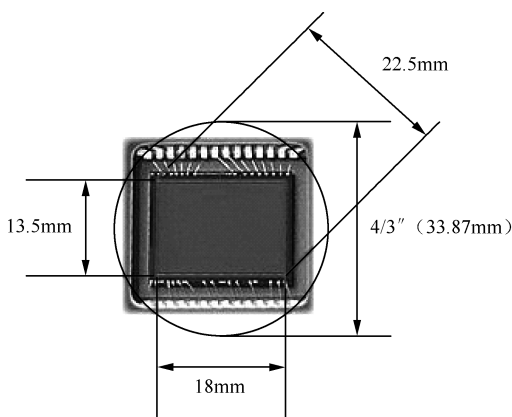


图 6.25 CCD 芯片的尺寸示意图

5) CCD 芯片的尺寸

CCD 的成像尺寸指的是对角线长度，如图 6.25 所示。常用的有 1/2 英寸、1/3 英寸等，成像尺寸越小的摄像机的体积可以做得更小些。在相同的光学镜头下，成像尺寸越大，视场角越大。1/2.7 英寸并不是普通的“1 英寸 = 25.4mm”。由于结合了 CCD 出现前摄像机上使用的摄像管和显示方式，因此，习惯上采用比较特殊的尺寸。1/2.7 英寸为 6.6mm，1/1.8 英寸约为 9mm。常用 CCD 尺寸如表 6.1 所示。

表 6.1 常用面阵 CCD 尺寸系列

尺 寸	靶 面 尺 寸		
	宽	高	对角线
1 英寸	12.7mm	9.6mm	16mm
2/3 英寸	8.8mm	6.6mm	11mm
1/2 英寸	6.4mm	4.8mm	8mm
1/3 英寸	4.8mm	3.6mm	6mm
1/4 英寸	3.2mm	2.4mm	4mm

3. CCD 的特性

CCD 图像传感器可直接将光学信号转换为数字电信号，实现图像的获取、存储、传输、处理和复现。

其显著特点是：①体积小，重量轻；②功耗小，工作电压低，抗冲击与振动，性能稳定，寿命长；③灵敏度高，噪声低，动态范围大；④响应速度快，有自扫描功能，图像畸变小，无残像；⑤应用超大规模集成电路工艺技术生产，像素集成度高，尺寸精确，商品化生产成本低。

4. 新型 CCD

1) 超级 CCD

提高分辨率与单纯增加像素数之间存在着一种矛盾。富士公司对人类视觉进行了全面研究，研制出了超级 CCD（Super CCD）。如图 6.26 所示，用八角形像素单元取代传统矩形单元，使像素空间效率显著提高，密度达到最大，从而可以使光吸收效率得到显著提高。由于地球引力等因素影响，图像信息空间频率的功率主要聚集于水平轴和垂直轴，而 45°对角线上功率最低。根据富士公司发表的技术资料，超级 CCD 的这种排列方式，感光时可以达到传统 CCD 两倍的分辨力。

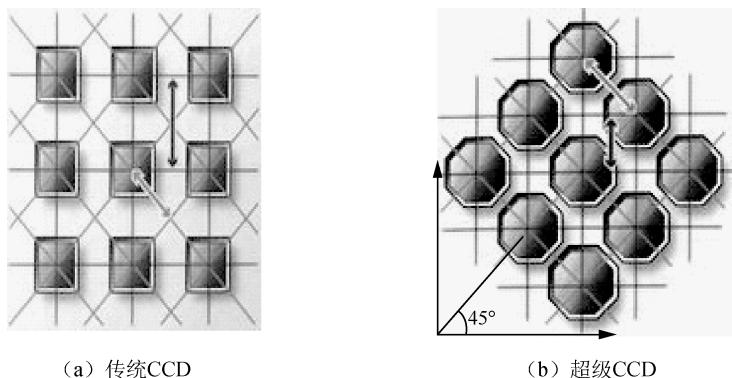


图 6.26 超级 CCD 结构示意图

超级 CCD 的性能提升:

- (1) 分辨率。独特的 45° 蜂窝状像素排列，其分辨力比传统 CCD 高 60%。
- (2) 感光度、信噪比、动态范围。像敏元光吸收效率的提高使这些指标明显改善，在 300 万像素时提升达 130%。
- (3) 彩色还原。由于信噪比提高，且采用专门的 LSI 信号处理器，彩色还原能力提高 50%。

2) 四色感应 CCD

图 6.27 (b) 所示为 Sony 发布的四色感应 CCD，新增的 E 颜色加强了对自然风景的解色能力，让绿色这个层次能够创造出更多的变化。

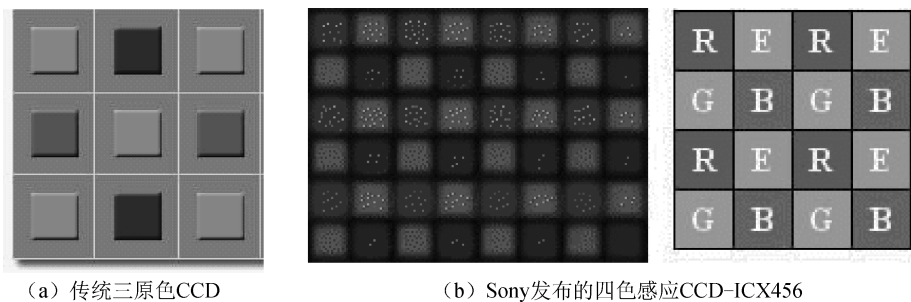


图 6.27 四色感应 CCD

5. CCD 的发展趋势

1) 高分辨率

目前 CCD 像元数已从 100 万像元提高到 2 000 万像元以上，大面阵、小像元的 CCD 摄像机层出不穷。美国 EG&G · Reticon 研制出 $8\,192 \times 8\,192$ 像元高分辨率 CCD 图像传感器。

2) 高速度

对于某些高速瞬态成像场合（如高速飞行弹头的飞行姿态，如图 6.28 所示），要求 CCD 具有高的工作速度和灵敏度。

3) 多光谱范围

目前应用较多的是可见光和近红外波段。正在研究的有 X 射线、紫外、中远红外。



图 6.28 高速飞行的弹头

6.2.3 互补金属氧化物半导体图像传感器 CMOS

作为固体图像传感器的除 CCD 外的另一大分支, CMOS 图像传感器是 20 世纪 70 年代在美国航空航天局 (NASA) 的喷气推进实验室 (JPL) 诞生的, 同 CCD 图像传感器几乎是同时起步的。诞生之初由于其性能的不完善严重影响了图像质量, 存在着像素大、信噪比小、分辨率低等缺点, 一直无法和 CCD 技术抗衡, 制约了它的发展和应用。20 世纪 70 年代和 80 年代, CCD 在可见光成像方面处于主导地位。进入 20 世纪 90 年代, 由于对小型化、低功耗和低成本成像系统消费需要的增加及芯片制造技术和信号处理技术的发展, 过去 CMOS 图像传感器制造工艺中不易解决的技术难关现已都能找到相应解决的途径, 为新一代低噪声、优质图像和高彩色还原度的 CMOS 传感器的开发铺平了道路, CMOS 图像传感器逐渐成为固体图像传感器的研究和开发热点, CMOS 传感器的性能也得到大幅度提高。至今已研制出三大类 CMOS 图像传感器, 即 CMOS 无源像素传感器 (CMOS PPS)、CMOS 有源像素传感器 (CMOS APS) L21 和 CMOS 数字像素传感器 (CMOS DPS)。CMOS 图像传感器能够快速发展, 一是基于 CMOS 集成电路工艺技术的成熟, 二是得益于固体图像传感器技术的研究成果。

1. CMOS 图像传感器的基本原理

CMOS 图像传感器的光电转换原理与 CCD 基本相同, 其光敏单元受到光照后产生光生电子。而信号的读出方法却与 CCD 不同, 每个 CMOS 源像素传感单元都有自己的缓冲放大器, 而且可以被单独选址和读出。

CMOS 图像传感器的像素由感光元件和读出电路组成, 感光元件是将光信号转变成电信号, 读出电路是将这些电荷信号转变为更容易读取、更方便传输的电压信号。

CMOS 图像传感器的像素阵列由大量相同的像素单元组成, 这些相同的像素单元是传感器的关键部分。CMOS 图像传感器通常也是以像素的不同类型为标准进行分类的, 一般来说 CMOS 图像传感器可分为无源像素传感器 (Passive Pixel Sensor, PPS)、有源像素传感器 (Active Pixel Sensor, APS)。近年来又出现了新型数字像素传感器 (Digital Pixel Sensor, DPS)。

CMOS 图像传感器中的感光元件是光电二极管, 这个光电二极管是一个工作于反偏电压下的寄生 PN 结。当光照射光电二极管的时候, 会在半导体内部产生电子空穴对, 但是这些电子空穴对并不会全部被收集。只有产生在耗尽层内的电子空穴对才会被收集, 这是因为在耗尽层内空间电荷区的电场会将产生的电子与空穴拉开, 电子会被空间电荷区的电场扫入一侧的 N 区, 空穴会被扫入 P 区。由于反偏 PN 两侧结有寄生电容, 这些电子空穴对会被寄生



电容所收集。而在耗尽层之外光电效应产生的电子空穴对，由于没有被及时分离开，产生之后会马上复合，因此只有产生于耗尽层的光电效应才对光电转换有贡献。

光电效应产生的光电荷积累在反偏 PN 结的寄生电容上，电荷在电容上的积分结果为电压。光电信号最终以电压的形式被读出，对于有源像素和数字像素来说，每个像素内部有一个起缓冲作用的放大器，信号通过这个放大器被读出。对于无源像素来说，在每列像素的底部有读出电路，光电二极管的电压信号通过列线传输到每列底部的放大器读出。

2. CMOS 的像素结构

1) 无源像素

如图 6.29 所示，无源像素由一个反向偏置的光电二极管和一个选通管构成。每列像素都有各自的电压积分放大器读出电路，它可以保持读出时列信号电压保持不变。它的工作原理是当选通管开启时，通过列线为光电二极管复位。复位结束后，选通管关闭。在曝光时间内，光电荷在光电二极管的寄生电容上积分。当曝光结束后选通管打开，光电二极管与垂直的列线连通，与此同时，与光信号成正比的电荷由每列底部的电荷积分放大器转换为电荷输出，于是光电二极管存储的信号电荷被读出。由于无源像素的结构简单，像素内只有一个选择（通）管，所以其填充因子（fill factor，即有效光敏面积和单元面积之比）很大，这使得量子效率很高。

但是这种结构存在着两方面的不足：其一，各像元中开关管的导通阈值难以完全匹配，所以即使器件所接收的入射光线完全均匀一致，其输出信号仍会形成某种相对固定的特定图形，也就是所谓的“固定模式噪声”（Fixed - Pattern Noise, FPN），致使 PPS 的读出噪声很大，典型值为 250 个均方根电子，较大的固定模式噪声的存在是其致命的弱点；其二，光敏单元的驱动能量相对较弱，故而列线不宜过长以期减小其分布参数的影响。受多路传输线寄生电容及读出速率的限制，PPS 难以向大型阵列发展。

2) 有源像素

有源像素传感器就是在每个光敏像元内引入至少一个（一般为几个）有源放大器，如图 6.30 所示。它具有像元内信号放大和缓冲作用。在像元内设置放大元件，改善了像元结构的噪声性能。它的工作原理是首先复位管 RST 开启为光电二极管复位，在曝光周期内光电荷在反偏 PN 结的寄生电容上积分，曝光结束选通管打开，光电二极管上的电压信号通过缓冲器缓冲后读出。有源像素在像元内使用电压跟随器以减小填充因子为代价来提高像素性能。由于电压跟随器的存在，一般的像素的填充因子都很小，从而使得光转化为信号的能力减弱，但由于每个像素的负载电容都很小，所以读出噪声水平很低，而且动态范围比较大，信噪比（SNR）也较高。

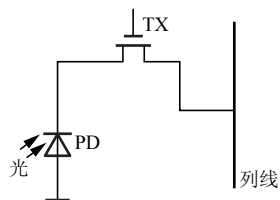


图 6.29 PPS 无源像素结构

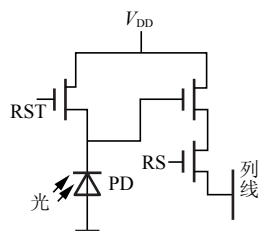


图 6.30 APS 有源像素结构

由于有源像元中所含的晶体管数目较多，因而造成了一些新的问题：首先，晶体管的增多会使像元中光敏单元的面积相对减小，导致像元的填充系数明显降低；另外，晶体管的增多会使前面提到过的晶体管的导通阈值不匹配问题更加严重，从而导致固有模式噪声指标的进一步恶化。为了解决有源像元填充系数低的问题，CMOS 器件往往借用 CCD 制造工艺中现有的“微透镜”技术，就是在器件芯片的常规制作工序完成后，再利用光刻技术在每个像元的表面直接制作一个微型光学透镜，借以对入射光进行会聚，使之集中投射于像元的光敏单元，从而可将有源像元的有效填充系数提高 2~3 倍。微透镜技术原理如图 6.31 所示。

3) 数字像素

上面提到的无源像素传感器和有源像素传感器的像素读出都为模拟信号，于是它们又通称为模拟像素传感器。美国斯坦福大学最早提出了一种新的像素结构——数字像素传感器 (Digital Pixel Sensor, DPS)，即它在像素单元里集成了模数转换器 (ADC) 和存储单元 (Memory)，如图 6.32 所示。由于这种结构的像素单元读出为数字信号，这样其他电路都为数字逻辑，因此数字像素传感器的读出速度极快，非常适合高速应用；而且它不像读出模拟信号的过程，不存在器件噪声对其产生的干扰。另外，由于它充分利用了数字电路优点，因此很容易随着 CMOS 工艺的进步而进行等比例缩小，性能也将很快达到并超过 CCD 图像传感器，并且实现数码相机系统的单片集成 (Camera On Chip)。目前已经可以将照相芯片做到 2mm 见方。

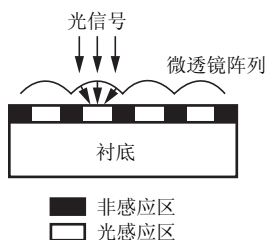


图 6.31 微透镜阵列提高 APS 像素填充系数示意图

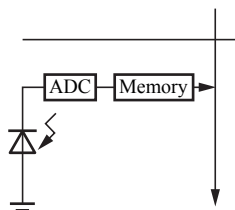


图 6.32 DPS 数字像素结构

3. CMOS 与 CCD 器件的比较

CMOS 和 CCD 图像传感器在结构和工作方式上的差别，使得它们在实际应用中也存在很大不同。主要有几个方面：

1) 电荷读出方式

CMOS 和 CCD 图像传感器的电荷读出方式不同，这是两者的本质区别。CCD 图像传感器存储的电荷信息，需在同步信号控制下一位一位地实施转移后读取，光通过光电二极管转化为电荷，电荷通过 CCD 图像传感器芯片传递到转换器后被放大。电荷信息转移和读取输出需要有时钟控制电路和几组不同的电源相配合，整个电路较为复杂，速度较慢。而 CMOS 图像传感器经光电二极管的光电转换后直接产生电压信号，信号电荷不需要转移。典型的 CMOS 像素阵列是一个二维可编址传感器阵列。传感器的每一列与一个位线相连，行选择线允许所选择的行内每一个敏感单元输出信号送入它所对应的位线上，位线末端是多路选择器，按照各列独立的列编址进行选择。

2) 集成度

CMOS 图像传感器可将光敏元件、图像信号放大器、信号读取电路、模数转换器、图像

信号处理器及控制器等集成到一块芯片上，集成度高、体积小、重量轻。而在 CCD 中光敏单元与信号处理电路是分开的，集成度较低。

3) 读取速度

由于工作原理的不同，CCD 信号的读出是串行的，输出速度较慢；CMOS 图像传感器的信号读出是并行的，能同时处理各单元的图像信息，速度比 CCD 图像传感器快。

4) 功耗

CMOS 光电传感器使用单一电源，耗电量非常小，节能；CCD 采用多种电压，功耗较高。

5) 价格

从目前的市场看，CCD 器件的价格要高于 CMOS 器件。

6) 工艺

CCD 传感器需要特殊工艺，使用专用生产流程，成本高；而 CMOS 传感器使用与制造半导体器件 90% 的相同基本技术和工艺，且成品率高，制造成本低。

7) 访问灵活性

CMOS 具有对局部像素图像的编程随机访问的优点。如果只采集很小区域的窗口图像，可以获得很高的帧频。相比而言 CCD 图像传感器的灵活性差一些，只能局部进行随机访问。

8) 填充系数

由于 CMOS 的集成度高，单个像素的填充系数低于 CCD。

9) 灵敏度和动态范围

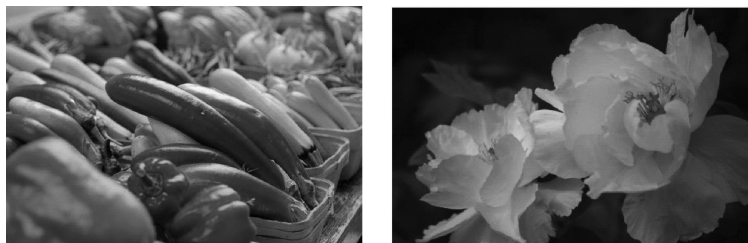
CCD 图像传感器有高的灵敏度，只要很少的积分时间就能读出信号电荷，而 CMOS 图像传感器因为像素内集成了有源晶体管降低了感光灵敏度，但对红外等非可见光波的灵敏度比 CCD 要高，并随波长增加而衰减的梯度要慢些。由于 CCD 图像传感器具有较低的暗电流和成熟的读出噪声抑制技术，目前 CCD 图像传感器的动态范围比 CMOS 图像传感器的动态范围宽。

CMOS 与 CCD 图像传感器的性能比较如表 6.2 所示。

表 6.2 CMOS 与 CCD 图像传感器的性能比较

类 别	CCD 图像传感器	CMOS 图像传感器
生产线	专用	通用
成本	高	低
集成状况	低，需外接芯片	高
系统功耗	高	低 (1/10 ~ 1/100)
电源	多电源	单一电源
抗辐射	弱	强
电路结构	复杂	简单
灵敏度	优	良
信噪比	优	良
图像	顺次扫描	并行读取
红外线	灵敏度低	灵敏度高
动态范围	大于 70dB	大于 70dB
模块体积	大	小

综上所述，CMOS 图像传感器与 CCD 图像传感器相比，具有功耗低、系统紧凑，可将图像处理电路与图像传感器集成在一个芯片上等优点，但其图像质量与系统灵活性与 CCD 的相比相对较低，如图 6.33 所示。因此它适合于大规模批量生产，适用于要求小尺寸、低价格、摄像质量无过高要求的应用，如保安用小型、微型相机，手机，计算机网络视频会议系统，无线手持式视频会议系统，条形码扫描器，传真机，玩具，生物微计数等大量商用领域。CCD 与 CMOS 图像传感器相比，具有较好的图像质量和灵活性，仍然保持高端摄像技术应用，如天文观测、卫星成像、高分辨数字照片、广播电视、高性能工业摄像、部分科学与医学摄像等应用。



(a) CCD 相机拍出的图片 (b) CMOS 相机拍出的图片

图 6.33 CCD 和 CMOS 成像对比图

6.2.4 红外焦平面器件

红外焦平面器件 (IRFPA) 就是将 CCD、CMOS 技术引入红外波段所形成的新一代红外探测器，是现代红外成像系统的关键器件。IRFPA 建立在材料、探测器阵列、微电子、互连、封装等多项技术基础之上。

1. IRFPA 的工作条件

IRFPA 通常工作于 $1 \sim 3\mu\text{m}$ 、 $3 \sim 5\mu\text{m}$ 和 $8 \sim 12\mu\text{m}$ 的红外波段并多数探测 300K 背景中的目标。

典型的红外成像条件是在 300K 背景中探测温度变化为 0.1K 的目标。用普朗克定律计算的各个红外波段 300K 背景的光谱辐射光子密度如表 6.3 所示。

表 6.3 各个红外波段 300K 背景的光谱辐射光子密度

波长 (μm)	1 ~ 3	3 ~ 5	8 ~ 12
300K 背景辐射光子通量密度 (光子/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)	$\approx 10^{12}$	$\approx 10^{16}$	$\approx 10^{17}$
光积分时间 (饱和时间) (μs)	10^6	10^2	10
对比度 (300K 背景) (%)	≈ 10	≈ 3	≈ 1

随波长的变长，背景辐射的光子密度增加。

通常光子密度高于 $10^{13}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ 的背景称为高背景条件，因此 $3 \sim 5\mu\text{m}$ 或 $8 \sim 12\mu\text{m}$ 波段的室温背景为高背景条件。

表 6.3 同时列出了各个波段的辐射对比度，其定义为：背景温度变化 1K 所引起光子通量变化与整个光子通量的比值。它随波长增长而减小。

IRFPA 工作条件：高背景、低对比度。



2. IRFPA 的分类

按照结构可分为单片式和混合式。

按照光学系统扫描方式可分为扫描型和凝视型。

按照读出电路可分为 CCD、MOSFET 和 CID 等类型。

按照制冷方式可分为制冷型和非制冷型。

按照响应波段与材料可分为：

- 1 ~ 3 μm 波段：代表材料 HgCdTe（碲镉汞）；
- 3 ~ 5 μm 波段：代表材料 HgCdTe、InSb（锑化铟）和 PtSi（硅化铂）；
- 8 ~ 12 μm 波段：代表材料 HgCdTe。

3. IRFPA 的结构

IRFPA 由红外光敏部分和信号处理部分组成。

红外光敏部分——材料的红外光谱响应。

信号处理部分——有利于电荷的存储与转移。

目前没有能同时很好地满足二者要求的材料——IRFPA 结构多样性。

1) 单片式 IRFPA

单片式 IRFPA 主要有三种类型：

(1) 非本征硅单片式 IRFPA。主要缺点是：要求制冷，工作于 8 ~ 14 μm 的器件要制冷到 15 ~ 30K，工作于 3 ~ 5 μm 波段的器件要制冷到 40 ~ 65K；量子效率低，通常为 5% ~ 30%；由于掺杂浓度的不均匀，使器件的响应度均匀性较差。

(2) 本征单片式 IRFPA。将红外光敏部分与转移部分同做在一块窄禁带宽度的本征半导体材料上。目前受重视的材料是 HgCdTe。

优点：量子效率较高。

缺点：转移效率低（ $\eta=0.9$ ），响应均匀性差，且由于窄禁带材料的隧道效应限制了外加电压的幅度，则表面势不大，因此存储容量较小。

(3) 肖特基势垒单片式 IRFPA。基于肖特基势垒的光电子发射效应，在同一硅衬底上制作可响应红外辐射的肖特基势垒阵列及信号转移部分。肖特基势垒单片式 IRFPA 目前受重视的材料是 PtSi。

优点：因光激发过程取决于金属中的吸收，所以响应度均匀性较好；采用的硅衬底可制成高性能的 CCD 转移机构。

缺点：量子效率比较低。

2) 混合式 IRFPA

混合式 IRFPA 的探测器阵列采用窄禁带本征半导体材料制作，电荷转移部分用硅材料。

直接注入方式是将探测器阵列与转移部分直接用导线相连。

间接注入方式是通过缓冲级（有源网络）进行连接。

探测器阵列与转移部分的连接大多采用倒装式。

4. 典型的 IRFPA

1) InSb IRFPA

InSb 是一种比较成熟的中波红外探测器材料。InSb IRFPA 是在 InSb 光伏型探测器基础

上,采用多元器件工艺制成焦平面阵列,然后与信号处理电路进行混合集成。

已研制了采用前光照结构的 1×32 、 1×128 、 1×256 、 1×512 的线列IRFPA和背光照结构的 58×62 、 128×128 、 256×256 、 640×480 、 $1\,024\times 1\,024$ 的面阵IRFPA。

2) HgCdTe IRFPA

HgCdTe材料是目前最重要的红外探测器材料,研制与发展HgCdTe IRFPA是目前的主攻方向。

HgCdTe IRFPA由HgCdTe光伏探测器阵列和CCD或MOSFET读出电路通过钢柱互连而组成混合式结构。

目前有益于空间成像光谱仪的 $1\,024\times 1\,024$ 短波($1\sim 2.5\mu\text{m}$)HgCdTe IRFPA,用于战术导弹寻的器和战略预警、监视系统的 640×480 中波HgCdTe IRFPA,以及应用十分广泛的 $8\sim 12\mu\text{m}$ 的长波HgCdTe IRFPA。目前4N系列(4×288 、 4×480 、 4×960)的扫描型和 64×64 、 128×128 、 640×480 凝视型的HgCdTe IRFPA已批量生产,像素目前可做到 $18\times 18\mu\text{m}^2$ 。

3) 硅肖特基势垒 IRFPA

硅肖特基势垒IRFPA目前已被广泛应用于近红外与中红外波段的热成像,它是目前唯一利用已成熟的硅超大规模集成电路技术制造的红外传感器,代表了当今应用于中红外波段的大面阵、高密度IRFPA的最成熟工艺。已实现了 256×256 、 512×512 、 640×480 、 $1\,024\times 1\,024$ 、 $1\,968\times 1\,968$ 等多种型号的器件。硅肖特基势垒IRFPA的像素目前可做到 $17\times 17\mu\text{m}^2$ 。

4) 非制冷 IRFPA

早在20世纪70年代就开始着手发展非制冷IRFPA,1979年美国德州仪器公司曾演示了 100×100 元的铌酸锶钡(SBN)热释电探测器阵列。目前主要研究开发的材料是氧化钒(VO_2)、硅、多晶硅和非晶硅等。非制冷IRFPA的像素目前可做到 $28\times 28\mu\text{m}^2$ 。

5) 多量子阱(MQW) IRFPA

20世纪70年代由于一些先进的晶体材料外延工艺,例如金属有机气相沉积(MOCVD)和分子束外延(MBE)的出现,人们选择一定的衬底材料,用这两种工艺在衬底上依次交替地淀积两种不同半导体A和B薄层,形成ABABA……或其他周期性结构,薄层的厚度为几个到几十个原子层,形成一种完全新颖的材料,称为超晶格材料,其性质取决于A和B的性质及它们的层厚。材料具有稳定性好、抗辐射能力强、均匀性好的优点。多量子阱(MQW)IRFPA是一种正在研究的新型IRFPA。

6.3 红外成像技术

红外成像技术又称红外热成像技术,它是通过光学机械扫描系统,将物体发出的红外线辐射会聚在红外探测器上,形成红外热图像,用来测量物体表面温度分布状态的一种现代技术。由于红外成像技术具有无损、非接触、简便的特点,已广泛应用于各个领域。

1904年,开始采用近红外进行摄影。

1929年,苛勒发明了银氧铯(Ag-O-Cs)光阴极,开创了红外成像器件的先河。

20世纪30年代中期,荷兰、德国、美国各自独立研制成红外变像管,红外夜视系统应用于实战。

1952年,美国陆军制成第一台热像记录仪。

红外辐射普遍存在于自然界:任何温度高于热力学零度的物体(人体、冰、雪等)都在

不停地发射红外辐射。

红外辐射的倍频程比可见光宽。

倍频程：若使每一频带的上限频率比下限频率高一倍，即频率之比为 2，这样划分的每一个频程称为 1 倍频程，简称倍频程。

可见光：0.38 ~ 0.78 μm ，一个倍频程；

红外线：0.78 ~ 1 000 μm ，商为 1 282 = 2¹⁰，10 个倍频程。

6.3.1 红外成像的基本原理

自然界一切高于热力学零度（-273.15℃）的物体都具有一定的温度，并以电磁波的形式向外辐射能量。根据普朗克热辐射定律，物体的热辐射是波长和温度的函数，温度越高，辐射能量越大，其辐射波长越短。在此主要讨论摄像管的结构和原理。

红外成像系统可分为主动式红外成像系统和被动式红外成像系统。

1. 主动式红外成像系统

主动式红外成像系统自身带有红外光源，是根据被成像物体对红外光源的不同反射率，以红外变像管作为光电成像器件的红外成像系统，如红外夜视仪。

优点：成像清晰，对比度高，不受环境光源影响。

缺点：易暴露，不利于军事应用。

主动式红外成像系统的系统构成及结构如图 6.34 和图 6.35 所示。

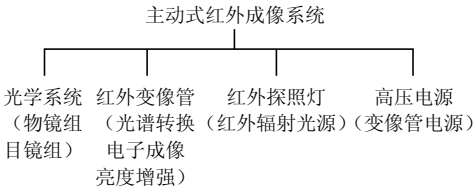


图 6.34 主动式红外成像系统构成

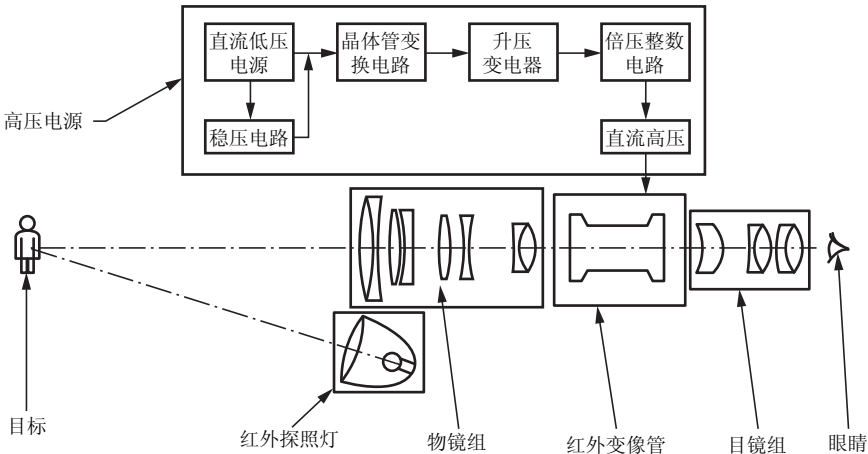


图 6.35 主动式红外成像系统结构

1) 光学系统

光学系统包括目镜组和物镜组。

物镜组：把目标成像于变像管的光阴极面上；

目镜组：把变像管荧光屏上的像放大，便于人眼观察。

与常规光学仪器不同，变像管将物镜组和目镜组隔开，使得光学系统的入瞳和出瞳不存在物像共轭关系。

2) 红外变像管

红外变像管是主动式红外成像系统的核心，是一种高真空图像转换器件，完成从近红外图像到可见光图像的转换并增强图像，如图 6.36 所示。

从结构材料上分，红外变像管可以分为金属结构型和玻璃结构型；

从工作方法上分，可以分为连续工作方式和选通工作方式。

红外变像管的工作过程如图 6.37 所示。

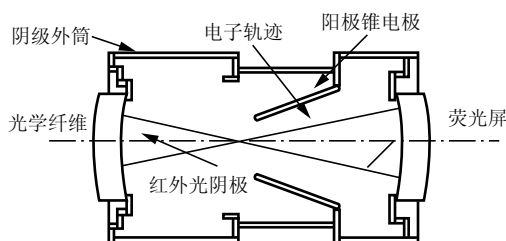


图 6.36 红外变像管结构图

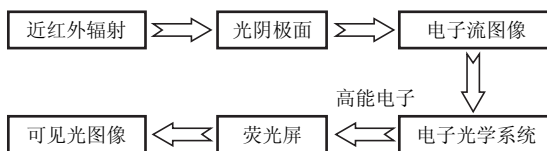


图 6.37 红外变像管的工作过程

近红外辐射照射到光阴极面转换成电子流图像，然后通过电子光学系统中的高能电子，将电子流图像打到荧光屏上，转化为可见光图像。

通常变像管的光阴极采用对近红外敏感（ $0.8 \sim 1.2\mu\text{m}$ ）的银氧铯光敏层，电子光学部分相当于一个静电聚焦系统。

3) 主动式红外成像系统的特点

(1) 能够区分军事目标和自然景物，识别伪装。图 6.38 所示是典型目标的反射曲线，从图中可知，自然景物的辐射在近红外光谱区。

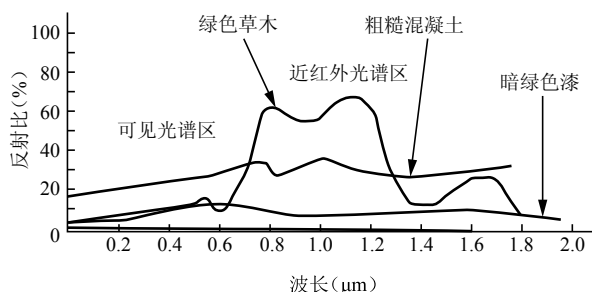


图 6.38 典型目标的反射曲线

(2) 近红外辐射比可见光受大气散射影响小，较易通过大气层（恶劣天气除外）。

(3) 由于系统“主动照明”，工作时不受环境照明影响，可以在“全黑”条件下工作。

2. 被动式红外成像系统

红外热成像系统是典型的被动式成像系统，如图 6.39 所示为 ThermoVision™ A20-V 高品质红外热像仪。

自然界中，温度高于热力学零度的一切物体，总是在不断地发射红外辐射。收集并探测这些辐射能，就可以形成与景物温度分布相对应的热图像。

热图像再现了景物各部分温度和辐射发射率的差异，能够显示出景物的特征。

红外热成像系统的成像与普通成像系统的对比如图 6.40 所示，其中小图是可见光图像，大图是热图像。



图 6.39 ThermoVision™
A20-V 高品质红外热像仪



图 6.40 红外热成像系统的
成像与普通成像系统的对比

红外热成像系统分为光机扫描型和非扫描型。光机扫描型图像质量好，结构复杂，成本高。非扫描型结构简单，图像质量有待提高。

1) 光机扫描型红外热成像系统

光机扫描型红外热成像系统的核心部分是光学系统部分、红外探测与制冷部分、电子信号处理系统部分、显示系统部分，如图 6.41 和图 6.42 所示。

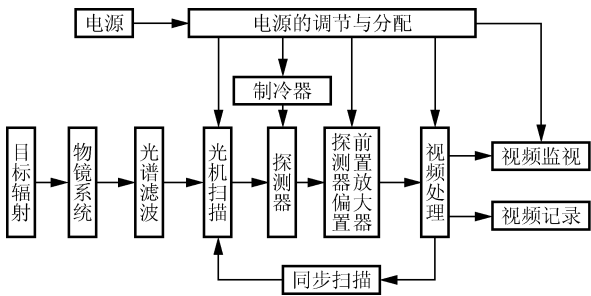


图 6.41 光机扫描型红外热成像系统结构组成

目标物体瞬时视场的辐射光束经过光学系统，会聚光束经过水平扫描和垂直扫描，将二维扫描图像成像在探测器上，然后经过放大器放大，显示在显示器上。

光机扫描型热成像系统以瞬时视场为单位，用光机扫描方法来覆盖总视场。

聚光光学系统：接收目标或景物辐射，聚焦于探测器。

扫描光学系统：产生扫描光栅，使分立探测元件能够获取大范围景物图像。

红外光学系统的特点：通光孔径和相对孔径大，工作波段宽，像差校正困难。

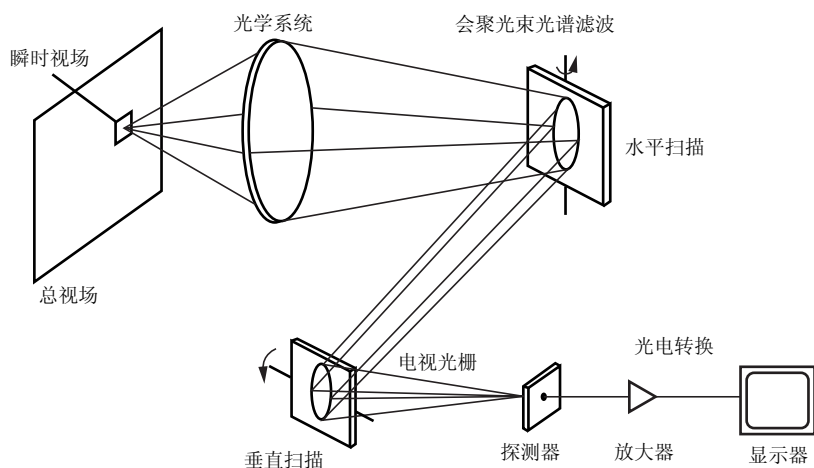


图 6.42 光机扫描型红外热成像系统原理图

2) 红外热成像技术的优缺点

(1) 红外热成像技术的优点。

① 红外热成像技术是一种被动式的非接触的检测与识别，隐蔽性好。

由于红外热成像技术是一种对目标的被动式的非接触的检测与识别，因而隐蔽性好，不容易被发现，从而使红外热成像仪的操作者更安全、更有效。

② 红外热成像技术不受电磁干扰，能远距离精确跟踪热目标，精确制导。

由于红外热成像技术利用的是热红外线，因而不受电磁干扰。采用先进热成像技术的红外搜索与跟踪系统，能远距离精确跟踪热目标，并可同时跟踪多个目标，使武器发挥最佳效能。红外热成像技术可精确制导，使制导武器具有较高的智能性和发射后不用管的能力，并可寻找最重要的目标予以摧毁，从而大幅度提高了弹药的命中精度，使其作战威力成几十倍地提高。

③ 红外热成像技术能真正做到 24h 全天候监控。

红外辐射是自然界中存在的最为广泛的辐射，而大气、烟云等可吸收可见光和近红外线，但是对 $3 \sim 5\mu\text{m}$ 和 $8 \sim 14\mu\text{m}$ 的红外线却是透明的，这两个波段被称为红外线的“大气窗口”。因此，利用这两个窗口，可以在完全无光的夜晚，或是在雨、雪等烟云密布的恶劣环境，能够清晰地观察到所需监控的目标。正是由于这个特点，红外热成像技术能真正做到 24h 全天候监控。

④ 红外热成像技术的探测能力强，作用距离远。

利用红外热成像技术进行探测的能力强，可在敌方防卫武器射程之外实施观察，其作用距离远。目前手持式及装于轻武器上的热成像仪可让使用者看清 800m 以外的人体；且瞄准射击的作用距离为 2~3km；在舰艇上观察水面可达 10km；在 1.5km 高的直升机上可发现地面单兵的活动；在 20km 高的侦察机上可发现地面的人群和行驶的车辆，并可分析海水温度的变化而探测到水下潜艇等。

⑤ 红外热成像技术可采用多种显示方式，把人类的感官由五种增加到六种。

只有当物体的温度高达 $1\,000^\circ\text{C}$ 以上时，才能够发出可见光。而所有温度在热力学零度 (-273°C) 以上的物体，都会不停地发出热红外线。如一个正常的人所发出的热红外线能量大约为 100W。这些都是人眼看不见的，但物体的热辐射能量的大小，直接和物体表面的温度相



关。热辐射的这个特点使人们可以利用红外热成像技术对物体进行无接触温度测量和热状态分析,并可采用多种显示方式显示出来。如对视频信号进行假彩色处理,便可由不同颜色显示不同温度的热图像;若对视频信号进行模数转换处理,即可用数字显示物体各点的温度值等,从而看清人眼原来看不见的东西。所以说,红外热成像技术把人类的感官由五种增加到了六种。

⑥ 红外热成像技术能直观地显示物体表面的温度场,不受强光影响,应用广泛。

红外测温仪只能显示物体表面某一小区域或某一点的温度值,而红外热成像仪则可以同时测量物体表面各点温度的高低,直观地显示物体表面的温度场,并以图像形式显示出来。

由于红外热成像仪用于探测目标物体的红外热辐射能量的大小,从而不像微光像增强仪那样处于强光环境中时会出现光晕或关闭,因此不受强光影响。

红外热成像技术除主要应用于军事方面外,还可广泛应用于工业、农业、医疗、消防、考古、交通、地质、公安侦察等民用领域。并且,还可将这种技术大量地应用到安防监控领域中,以方便实现智能安防监控。

(2) 红外热成像技术的缺点。

① 图像对比度低,分辨细节能力较差。

由于红外热成像仪靠温差成像,而一般目标温差都不大,因此红外热图像对比度低,使分辨细节能力变差。

② 不能透过透明的障碍物看清目标,如窗户玻璃。

由于红外热成像仪靠温差成像,而像窗户玻璃这种透明的障碍物,使红外热成像仪探测不到其后物体的温差,因而不能透过透明的障碍物看清目标。

③ 成本高、价格贵。

目前红外热成像仪的成本仍是限制它广泛使用的最大因素,但肖特基势垒非制冷红外焦平面阵列的出现,提供了一种以低成本获得高分辨力、高可靠性器件的有效手段。随着科技的发展、关键技术的突破,以及加工效率的提高,今后的成本会大为降低。

6.3.2 红外成像器件的参数

1) 灵敏度

灵敏度定义为输出信号电流与输入信号光通量(或照度)的比值。光电导摄像管灵敏度为

$$S = \frac{dI_s}{d(N\Phi)} = \frac{dI_s}{d\tau} \frac{d\tau}{dR} \frac{dR}{d(N\Phi)} \quad (6-9)$$

式中, N 为靶面的像元总数; $N\Phi$ 为每个像元在帧周期 T_f 内输入的光通量,对应的输出信号电流为 I_s 。利用光电导摄像管等效电路来求解微分方程可得

$$\frac{dI_s}{d\tau} = -\frac{V_T C}{\tau^2} \left(\frac{T_f}{t_0} \right) e^{-\frac{T_f}{\tau}}$$

$$\frac{d\tau}{dR} = C$$

$$\frac{dR}{d(N\Phi)} = -\gamma \beta R^2 \frac{1}{N} \quad (6-10)$$

式中, V_T 为靶的工作电压; γ 为光电转换特性参数; β 为光电导转换系数; τ 为时间常数; R

为靶的等效电阻； C 为靶的等效电容。

电子束扫描每个像元的时间 t_0 是帧周期 T_f 的 N 分之一，则

$$t_0 = \frac{T_f}{N} \quad (6-11)$$

将式 (6-9) 和式 (6-10) 代入式 (6-11)，得到

$$S = V_T \gamma \beta e^{-\frac{T_f}{\tau}} \quad (6-12)$$

该式即为光电导摄像管的灵敏度公式。它定量地描述了相关参量对灵敏度的影响。

为了提高摄像管的灵敏度，通常采用信号倍增和放大的措施。因为这些放大作用是通过像管内部进行的，所以称为内增益。

实现内增益的方法主要有：①放大入射光信号，如在摄像管前面加耦合像增强器；②改变光入射为光电子入射，如附加移相部分；③利用阅读电子束进行倍增，如设置反束电子倍增器。

2) 分辨力

分辨力是摄像管的一项重要指标，它是摄像管分辨图像细节的能力或清晰度。分辨力通常用“线对/毫米”来表示，一般都有线对测试卡，但是用测试卡测得的分辨力有随机性，所以分辨力多用调试深度来表示，如图 6.43 所示。

图中输入光敏面上两种疏密不同的光信号条纹，照射到光敏面上，取出光电流进入示波器上读出两组不同疏密条纹的光电流，分别为 a ， b ，宽细条纹的光电流 (b) 作为基础 (图中的宽条纹)，那么 a/b 即为调制深度，按图示的读法就是 400 对线的调制深度。

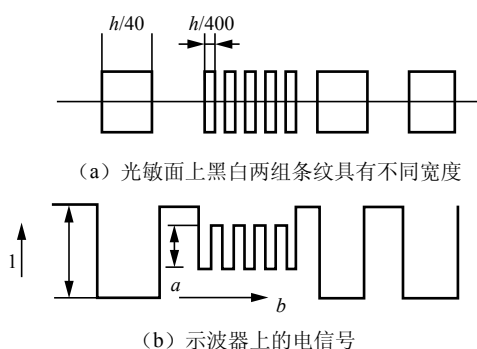


图 6.43 线对数与调制深度的关系

3) 信噪比

输出信号电流峰-峰值与输出电流中所含噪声均方值的比值。摄像管的噪声来源主要有：

- (1) 光子、光电子、载流子、二次发射电子、扫描电子的散粒噪声；
- (2) 载流子的产生-复合噪声；
- (3) 热噪声；
- (4) $1/f$ 噪声；
- (5) 预放器噪声。

噪声大时，在图像上反映为大量随机移动的黑点和亮点。不同的探测目的要求摄像管信噪比是不一样的。为使观察者感觉不到噪声，光电导视像管的信噪比应大于 25。

通常在光电导视像管中，放大器噪声是主要的。在高增益的电子轰击感应电导型及带移像部分的摄像管中，电子、光电子及预放器噪声共同作用。

4) 动态响应范围

摄像管所能允许的光照强度变化的范围称为动态响应范围，其下限取决于低照度下的信噪比，而上限取决于靶面储存电荷的能力。通常靶的电位起伏最高限为几伏，否则会影响电子束的聚焦与边缘电子束的着靶。

除以上摄像管的性能参数外，还有暗电流、畸变、晕光、寿命、机械强度等参数。

6.3.3 典型的红外光学系统

红外光学系统主要由红外物镜系统和扫描系统组成。

1. 红外物镜系统

红外物镜系统有三种类型：透射式、反射式、折反射组合式。

1) 透射式红外光学系统

优点：无挡光，加工球面透镜较容易，通过光学设计易消除各种像差。

缺点：光能损失较大，装配调整比较困难。

2) 反射式红外光学系统

由于红外辐射的波长较长，能透过它的材料很少，因而大都采用反射式红外光学系统。按反射镜截面的形状不同，反射系统有球面形、抛物面形、双曲面形或椭球面形等几种。

牛顿光学系统：主镜是抛物面，次镜是平面，如图 6.44 所示。这种结构简单，易于加工；但挡光大，结构尺寸大。

卡塞格伦系统：主镜是抛物面，次镜是双曲面，如图 6.45 所示。这种结构较牛顿系统挡光小，结构尺寸小；但加工困难。

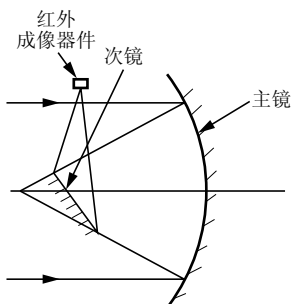


图 6.44 牛顿光学系统示意图

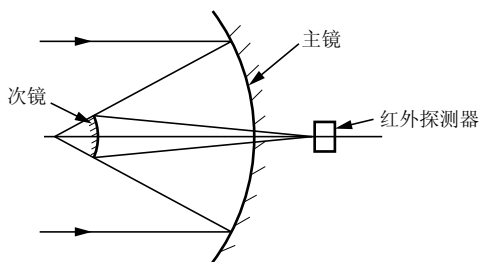


图 6.45 卡塞格伦系统示意图

格利高利系统：主镜是抛物面，次镜是椭球面，如图 6.46 所示。这种结构加工难度介于前两种系统之间。

3) 折反射组合式光学系统

施密特系统：主镜是球面反射镜，其前面安装有一个校正板，可以校正球面镜的像差，如图 6.47 所示。该结构尺寸大，校正板加工困难。

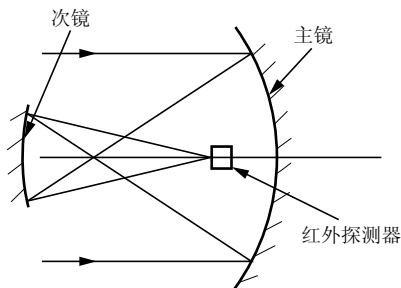


图 6.46 格利高利系统示意图

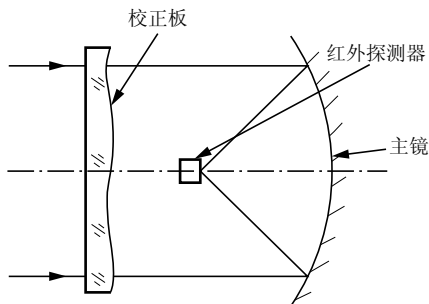


图 6.47 施密特系统示意图

马克苏托夫系统：主镜是球面反射镜，采用负透镜（称为马克苏托夫校正板）校正球面镜的像差，如图 6.48 所示。

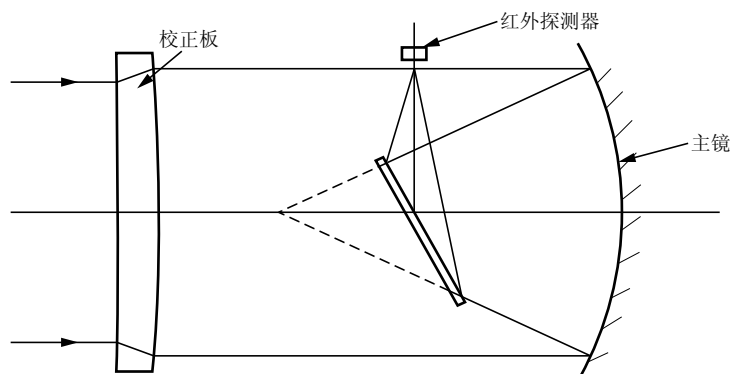


图 6.48 马克苏托夫系统示意图

2. 扫描系统

红外成像系统的扫描方式一般分为平行光束扫描和会聚光束扫描（像方扫描）。

1) 平行光束扫描（物方扫描）

扫描器在聚光系统之前，扫描镜尺寸大，扫描速度慢，像差校正简单，对聚光光学系统要求不高。

2) 会聚光束扫描（像方扫描）

扫描器安置在聚光光学系统和探测器之间，对像方光束进行扫描。尺寸小，扫描速度高。对聚光光学系统有较高要求。

3) 常用的光机扫描方案

常用的光机扫描方案有两种。一种方案是反射镜鼓行扫描、摆镜场扫描，如图 6.49 所示。摆动平面镜置于会聚光路中，做场扫描；旋转反射镜装置于会聚光系统中的平行光路中，做行扫描。这种方案适于小视场单元器件扫描，不适合高速扫描。

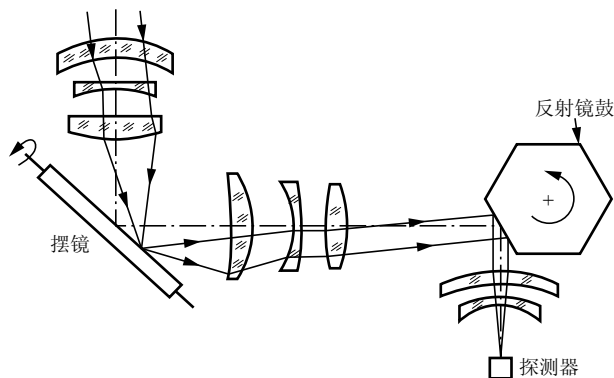


图 6.49 反射镜鼓行扫描、摆镜场扫描

第二种方案是反射镜鼓行扫描、折射镜场扫描，如图 6.50 所示。四方折射棱镜置于前置望远系统的中间光路中做场扫描，可以获得较稳定的高转速。由于折射棱镜比摆镜的扫描效

率高，所以这种方案的总扫描效率高，但是像差校正有难度。

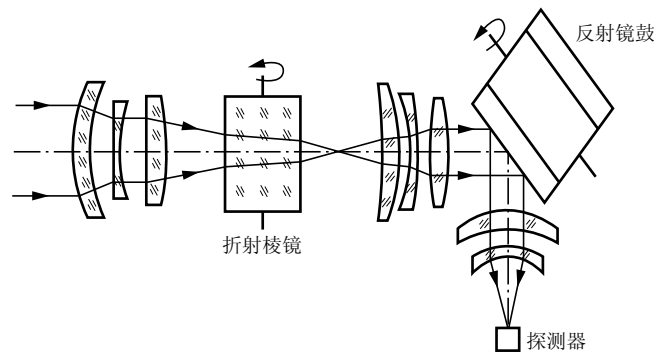


图 6.50 反射镜鼓行扫描、折射镜场扫描

6.4 光学成像系统和光学传递函数

成像质量评价的指标有几何像差、波像差、点列图、分辨率、星点检验和光学传递函数。几何像差、波像差和点列图主要是在设计阶段用于评价系统的设计质量；分辨率和星点检验主要用于生产制造过程中检验产品的实际成像质量；光学传递函数则是对设计、制造和使用都适用的客观统一的成像质量评价标准。

一个光学（电）成像系统也可以描述为一种空间/时间滤波器。对于一个静态的常规光学成像系统则可以描述为一个等效的空间低通滤波器。成像系统可以看作一个低通线性滤波器，给成像系统输入一个正弦信号（给出一个光强正弦分布的目标），输出仍然是同一频率的正弦信号（目标成的像仍然是同一空间频率的正弦分布），只不过像的对比度有所降低，位相发生移动，如图 6.51 所示。

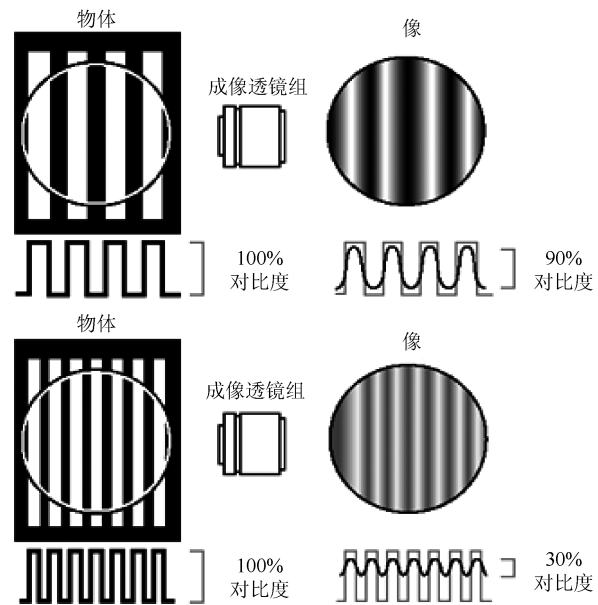


图 6.51 光学成像系统等效于一种空间低通滤波器

6.4.1 光学传递函数 (OTF)

实际的成像系统如显微镜、照相机、望远镜等都由目标物体、光学成像系统和成像器件三部分组成,若将全部成像器件装入“黑盒子”中,其成像模型可用图 6.52 表示, (x_o, y_o) 为物面坐标系, (x_i, y_i) 为像面坐标系。受入瞳和出瞳的影响,从物方发出的光线部分受到孔径限制产生衍射效应,按照阿贝成像理论,有限的孔径类似于低通滤波,使得物体频谱中的高频部分被截止或限制而不能参与成像,导致像面的复振幅分布不同于物面,即反映细节的高频部分丢失而使分辨率下降。

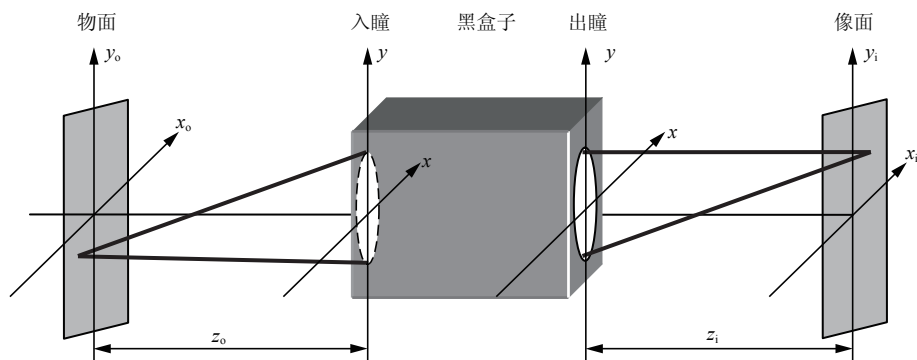


图 6.52 成像系统一般模型

实际的物体由许多不同空间频率点组成,每个点的光强或振幅不同。对于一个衍射受限系统,若物面上的一点通过衍射受限系统后,其在像面上形成的复振幅分布为脉冲响应函数 h ,则像的振幅可表示为

$$U_i(x_i, y_i) = \iint_{-\infty}^{\infty} U_o(x_o, y_o) h(x_i, y_i; x_o, y_o) dx_o dy_o \quad (6-13)$$

对于衍射受限系统成像系统,点扩展函数可以根据出瞳函数的夫琅和费衍射求得,若像相对物放大了 M 倍,则点扩散函数的中心在理想像点 (Mx_o, My_o) 上,此时点扩散函数可用下式表示:

$$h(x_i, y_i; x_o, y_o) = \frac{A}{\lambda z_i} \iint_{-\infty}^{\infty} Q(x, y) \exp\left\{-i \frac{2\pi}{\lambda z_i} [(x_i - Mx_o)x + (y_i - My_o)y]\right\} dx dy \quad (6-14)$$

式中, A 为常数振幅, (x_i, y_i) 为像面坐标系,如图 6.52 中所示。因为非相干光系统的脉冲响应是相干光脉冲响应的模的平方,则光强点扩散函数与振幅点扩散函数之间有如下关系:

$$h_i(x_o, y_o; x_i, y_i) = |h(x_o, y_o; x_i, y_i)|^2 \quad (6-15)$$

相应像面 (x_i, y_i) 光强度分布为

$$\begin{aligned} I_i(x_i, y_i) &= \iint_{-\infty}^{\infty} I_o(x_o, y_o) |h(x_o, y_o; x_i, y_i)|^2 dx_o dy_o \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} I_o(x_o, y_o) h_i(x_o, y_o; x_i, y_i) dx_o dy_o \end{aligned} \quad (6-16)$$

为了在成像中得到空间不变性,定义:

$$h_i(x_o, y_o; x_i, y_i) = \tilde{h}_i(x_i - Mx_o, y_i - My_o) \quad (6-17)$$

则式 (6-16) 可写为

$$\begin{aligned} I_i(x_i, y_i) &= \iint_{-\infty}^{\infty} I_o(x_o, y_o) h_i(x_o, y_o; x_i, y_i) dx_o dy_o \\ &= k' \iint_{-\infty}^{\infty} I_g(x_o, y_o) \tilde{h}_i(x_i - Mx_o, y_i - My_o) dx_o dy_o \\ &= k' I_g(x_i, y_i) * \tilde{h}_i(x_i, y_i) \end{aligned} \quad (6-18)$$

上式表明像的光强分布是物的光强分布 (理想像) 与强度脉冲响应 $\tilde{h}_i(x_i, y_i)$ 的卷积, 对式 (6-17) 取傅里叶变换 (略去常数因子), 得

$$G_i(f_x, f_y) = G_g(f_x, f_y) H_i(f_x, f_y) \quad (6-19)$$

式中, $H_i(f_x, f_y)$ 、 $G_i(f_x, f_y)$ 、 $G_g(f_x, f_y)$ 分别为式 (6-18) 中各分量的傅里叶变换结果。从式 (6-19) 可看出, 在频率域中来描写物像的强度关系将更加方便。时域和频域的关系见图 6.53。

光学成像系统的成像质量由其是否如实地反映物体本身各空间频率的对比度来决定, 所成的像是否清晰, 取决于带有信息的那部分能量相对于零频能量分量的比值的大小, 也就是调制度或反差度的大小。从观察的效果上看, 调制度或反差度越大, 图像越清晰。所以利用归一化的频谱函数可以更确切地表明所研究图像的特征。为此我们用零频值对频谱函数做归一化处理, 系统的归一化传递函数为

$$\mathcal{H}(f_x, f_y) = \frac{H_i(f_x, f_y)}{H_i(0, 0)} = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} h_i(x_i, y_i) \exp[-i2\pi(f_x x_i + f_y y_i)] dx_i dy_i}{\iint_{-\infty}^{\infty} h_i(x_i, y_i) dx_i dy_i} \quad (6-20)$$

根据 $G_i(f_x, f_y) = G_g(f_x, f_y) H_i(f_x, f_y)$, 则 $G_i(0, 0) = G_g(0, 0) H_i(0, 0)$, 可得

$$\mathcal{G}_i(f_x, f_y) = \mathcal{G}_g(f_x, f_y) \mathcal{H}(f_x, f_y) \quad (6-21)$$

式中, $\mathcal{H}(f_x, f_y)$ 为非相干光学系统的传递函数, 简称光学传递函数 (Optical Transfer Function, OTF)。

由瑞利定理, 可得到对称性的 OTF 为

$$\mathcal{H}(f_x, f_y) = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} H^* \left(x - \frac{f_x}{2}, y - \frac{f_y}{2} \right) H \left(x + \frac{f_x}{2}, y + \frac{f_y}{2} \right) dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |H(x, y)|^2 dx dy} \quad (6-22)$$

因为 $\mathcal{H}(f_x, f_y)$ 是一个复函数, 可表示为

$$\mathcal{H}(f_x, f_y) = |\mathcal{H}(f_x, f_y)| e^{-j\phi(f_x, f_y)} = T(f_x, f_y) e^{-j\phi(f_x, f_y)} \quad (6-23)$$

它的振幅 $T(f_x, f_y)$ 称为调制传递函数, 而相位部分 $\phi(f_x, f_y)$ 对应称为相位传递函数。

光学传递函数为光学仪器的设计、制造和使用提供了统一的评价标准, 成为一个更全面、

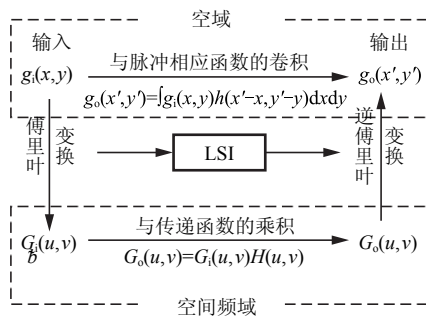


图 6.53 时域和频域的关系

更客观的质量评价方法。

在相干系统中, 无像差时衍射受限系统的相干传递函数正比于光瞳函数 $Q(x, y)$, 此时

$$H(f_x, f_y) = Q(\lambda z_i f_x, \lambda z_i f_y) \quad (6-24)$$

式中, λ 为波长, z_i 为光瞳到像面的距离。

根据式 (6-22), 可计算出无像差时光学传递函数为

$$\mathcal{H}(f_x, f_y) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q^* \left(x - \frac{\lambda z_i f_x}{2}, y - \frac{\lambda z_i f_y}{2} \right) Q \left(x + \frac{\lambda z_i f_x}{2}, y + \frac{\lambda z_i f_y}{2} \right) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |Q(x, y)|^2 dx dy} \quad (6-25)$$

式中, 分母为光瞳的总面积, 分子代表两个光瞳函数相互重叠的面积, 其中一个中心坐标在 $\left(\frac{\lambda z_i f_x}{2}, \frac{\lambda z_i f_y}{2} \right)$, 另一中心坐标位于径向相对的点 $\left(-\frac{\lambda z_i f_x}{2}, -\frac{\lambda z_i f_y}{2} \right)$ 。

$$\mathcal{H}(f_x, f_y) = \frac{\text{重叠面积}}{\text{总面积}} \quad (6-26)$$

对于光瞳圆形衍射受限系统, 其 OTF 是圆形对称的, 只需沿 f_x (或 f_y) 轴方向计算即可, 利用式 (6-26) 计算出其光学传递函数为

$$\mathcal{H}(\gamma) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left[\arccos\left(\frac{\gamma}{2\gamma_0}\right) - \frac{\gamma}{2\gamma_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\gamma}{2\gamma_0}\right)^2} \right] & \gamma \leq 2\gamma_0 \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (6-27)$$

式中, $\gamma = \sqrt{f_x^2 + f_y^2}$ 为频率平面上的径向距离, γ_0 为相干系统的截止频率, 设光瞳的半径为 r , 则

$$\gamma_0 = \frac{r}{\lambda z_i} \quad (6-28)$$

根据式 (6-27), 图 6.54 给出了仿真结果, 从图中可看出对于圆形光瞳衍射受限系统的 OTF 延伸到相干截止频率 γ_0 的 2 倍处。图中的 OTF 是理想状态下 (无像差) 的曲线, 实际成像系统由于各种像差的影响, 其 OTF 曲线将发生改变, 一般在通频带内幅值要小于理想情况, 特别是高频部分, 导致成像时细节丢失, 图像变模糊。

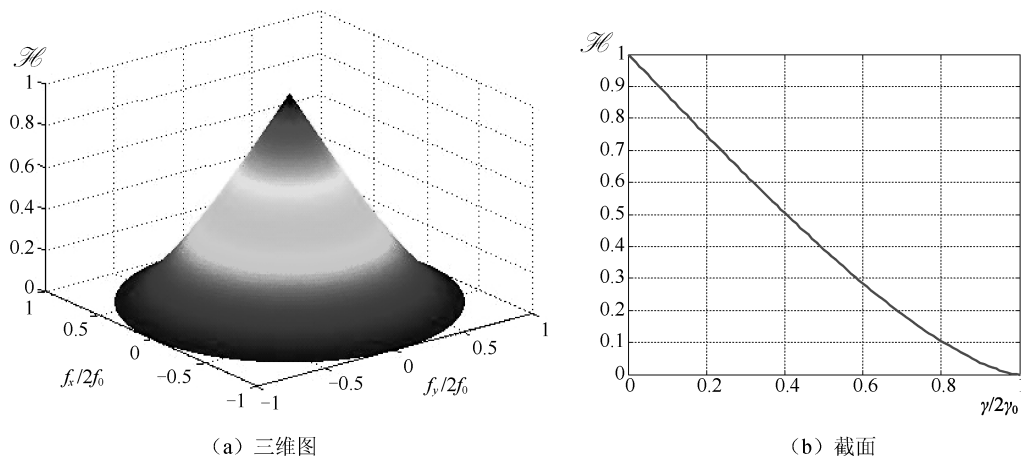


图 6.54 圆形光瞳衍射受限的 OTF



6.4.2 调制传递函数 (MTF)

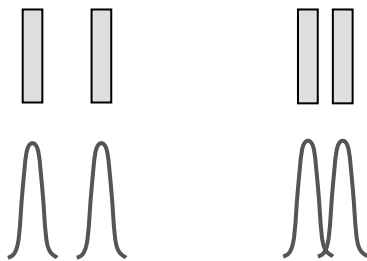
1) 基本概念

光学成像系统可以看作一个低通线性滤波器，给光学成像系统输入一个正弦信号（给出一个光强正弦分布的目标），输出仍然是同一频率的正弦信号（目标成的像仍然是同一空间频率的正弦分布），只不过像的对比有所降低，位相发生移动。对比降低的程度和位相移动的大小是空间频率的函数，被称为光学成像系统的对比传递函数（MTF）和位相传递函数（PTF），这个函数的具体形式则完全由光学成像系统的成像性能所决定，因此传递函数客观地反映了成像系统的成像质量，光学成像系统存在一个截止频率，对这个频率，正弦目标的像的对比降低到0。

目标经系统成像后一般都是能量减少、对比降低和信息衰减。

通常所谓的分辨率，是将物体结构分解为线或点，这只是分解物体方法的一种。另一种方法是将物体结构分解为各种频率的谱，即认为物体是由各种不同的空间频率组合而成的。这样光学成像系统的特性就表现为它对各种物体结构频率的反应：透过特性、对比变化和位相推移。

要分辨目标往往主要是看对比问题。图 6.55 (a) 中两个目标分得比较开，经光学成像系统，能量扩散后，中间仍然有一间隔，对比仍较好。图 6.55 (b) 中两个目标比较靠近，经光学成像系统，能量扩散后，原来能量很低的地方，由于弥散斑的叠加也有一定的能量，从而使对比降低了。所以，一般来说光学成像系统对高频目标的对比传递能量差。



(a) 目标分得比较开 (b) 目标靠得比较近

图 6.55 不同空间频率目标的对比传递情况

空间频率定义为周期量在单位空间上变化的周期数。如图 6.56 所示，设有亮暗相间的等宽度条纹图案，两相邻条形中心之间距离 T_x 称为空间周期（mm）， T_x 的倒数称为空间频率（单位是线对/毫米，即 lp/mm）。在红外成像系统中通常用单位弧度中的周期数来表示（c/mrad），若观察点 O 与图案之间的距离为 R （m），则 $\theta_x = T_x/R$ （单位 mrad）称为角周期，其倒数即为（角）空间频率 f_x ：

$$f_x = 1/\theta_x = R/T_x \quad (6-29)$$

物体的调制度（对比度）定义：

$$M_o = \frac{b_1}{b_o} \quad (6-30)$$

式中， b_o 表示平均能量， b_1 表示能量起伏。如图 6.57 所示，能量为正弦分布。

设物体经光学成像系统成像后的调制度为 M_i ，对某一频率的调制传递函数 MTF 为

$$\text{MTF}(f_x) = \frac{M_i}{M_o} \quad (6-31)$$

这样根据式 (6-31), 可以作出调制传递函数与空间频率的关系曲线, 如图 6.58 所示。

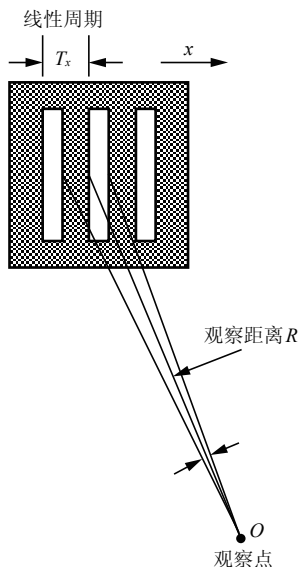


图 6.56 空间频率

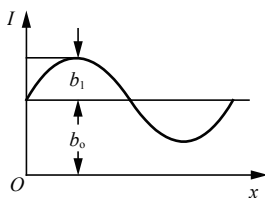


图 6.57 调制度的定义

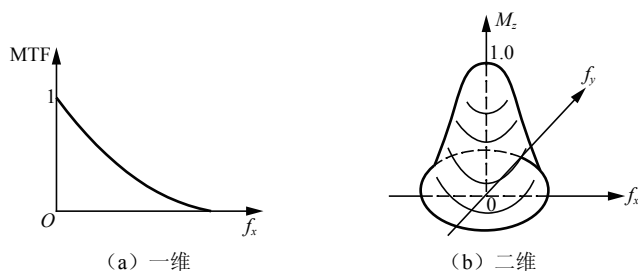


图 6.58 MTF 示意图

这个函数的具体形式则完全由成像系统的成像性能所决定, 因此传递函数客观地反映了成像系统的成像质量。成像系统存在一个截止频率 f_c , 对这个频率, 正弦目标的像的对比降低到 0。经系统成像后对比降低且信息衰减。

空间频率用一种叫“光栅”的标板测试, 它的线条是从黑到白逐渐过渡的, 而且线条的间距和宽度也是由稀至密、从宽到窄逐渐过渡的, 如图 6.59 所示。

2) 光学成像过程中各个环节的调制传递函数

红外成像系统模型如前所述, 根据线性滤波理论, 对于由一系列具有一定频率特性 (空间的或时间的) 的分系统所组成的红外成像系统, 只要逐个求出分系统的传递函数, 其乘积就是整个系统的传递函数。

- (1) 光学系统的调制传递函数 MTF_o 。
- (2) 探测器的 MTF_d 。
- (3) 电子线路的 MTF_e 。
- (4) 显示器的 MTF_m 。

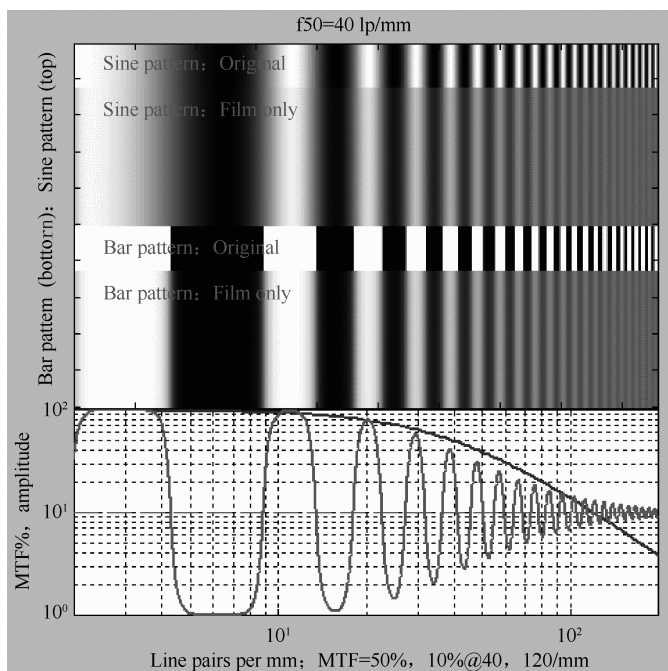


图 6.59 MTF 测试图案

(5) 大气扰动的 MTF_{om} 。

(6) 人眼调制传递函数 MTF_{eye} 。

人眼能发现的能量起伏为 0.05，即最大能量为 1，最低能量是 0.95 时也能发现，所以人眼能接收感知的极限调制度为 0.026，目视仪器各个环节的传递函数值可以以此作为考虑的出发点。

(7) 系统的传递函数 MTF 。

红外成像系统总的传递函数为各分系统传递函数的乘积：

$$MTF = MTF_o \cdot MTF_d \cdot MTF_e \cdot MTF_m \cdot MTF_{om} \cdot MTF_{eye} \quad (6-32)$$

6.4.3 光学成像系统总体性能评价和分析

光学（或光电）成像系统的成像性能，即成像质量问题，是光学测量所关注并要研究和解决的重要问题。在成像用的光学（或光电）系统的设计、制造和使用中，十分关注该系统的成像性能，如何有效地检测出系统的成像质量，则是评价一个成像光学系统性能优劣的前提。随着成像系统朝着红外和紫外波段延伸，多种新型光电成像器件的涌现，对成像系统的评测从纯光学系统向复杂光电系统方向发展，也对光学（或光电）系统成像问题提出了新的课题。

光学系统成像性能的要求有两个方面：第一方面是光学特性，包括焦距、物距、像距、放大率、入瞳位置、入瞳距离等；第二方面是成像质量，光学系统所成的像应该足够清晰，并且物像相似，变形要小。

第二种评价像质的方法是检查其像差形成的弥散斑的大小，以便确定像质的优劣。

第三种方法是检查光学系统成像的波像差。对理想光学系统，从一个点光源发出的同心光束，不论其孔径角多大，在经光学系统折射或反射后，应成像于一点。根据光的波动学说，

光线是波面的法线，理想光学系统成的像点应是球形波阵面的中心。在有像差时，波面就不再是以理想像点为中心的球面。实际波面与理想波面之间的光程差就称为波像差，它可作为评价像质的指标。

在近轴光学中，我们讨论了理想光学系统的成像特性。也就是说，在这些系统中，所推导出的公式和得出的结论仅适用于光轴附近很小的区域，这个区域称为近轴区域。如果一个光学系统的成像仅限于近轴区域是没有什么实际意义的，因为进入的光能量太少，分辨率又很低。我们知道，分辨率和光学系统的通光口径有直接关系，口径越大，分辨率越高，进入系统的能量也越多。

实际的光学系统存在着各种像差。一个物点所成的像是综合各种像差的结果；此外，实际光学系统完全可以不调焦在理想像平面处，这时像差（指在这个实像面上的像斑）当然也要变化。

由于像差使成像与原物形状产生差异。复色光引起的色像差简称色差；非近轴单色光则引起单色像差。初级像差又分为五种，分别为：球差、彗差、像散、场曲和畸变五种。

任何偏离理想成像的现象称为像差。像差包括单色像差和色像差。单色像差中包括球差、彗差、像散、场曲、畸变。

利用 MTF 曲线进行系统质量评价的基本要领：

(1) MTF 曲线越高越好。越高，说明镜头的光学质量越好。

(2) MTF 曲线以下包含的面积越大越好。综合反差和分辨率来看，MTF 曲线以下包含的面积越大越好。

(3) MTF 曲线越平直越好。越平直，说明边缘与中间一致性好。若曲线右端严重下降，说明该镜头边角尤其是四角反差与分辨率较低。

(4) 低频曲线越高，镜头反差越大。低频（10 线对/mm）MTF 曲线，代表镜头的反差特性。这条曲线越高，镜头反差越大。

(5) 高频曲线越高，镜头分辨率越高。高频（30 线对/mm）MTF 曲线，代表镜头的分辨率特性。这条曲线越高，镜头分辨率越高。

(6) 最佳光圈 MTF 性能曲线。一般来说，以 F8 的 MTF 性能曲线反映镜头理想条件下的最佳性能。这是任何严格的摄影师都非常看重的性能。但是，一般厂商并不提供这条 MTF 性能曲线，只提供最大光圈的 MTF 性能曲线。

(7) 最大光圈性能曲线。最大光圈的 MTF 性能曲线，反映镜头边角至少应当达到的性能。在金钱与超大口径之间折中时，必须将这个性能当作重要的考虑因素。

摄影镜头的空间频率表现是由它的分辨率决定的；而它的调制传递函数值（MTF 值）高低，则是由它的反差决定的。所以这种 MTF 曲线非常集中地反映了摄影镜头最重要的两个基本参数。如果到目前为止仍对“空间频率”、“调制度”和“MTF 值”概念不清楚的话，则不妨就把这三个概念等效地理解为“分辨率”、“对比度”和“反差”，丝毫不影响对 MTF 曲线意义的理解。

图 6.60 所示为不同光学成像系统的 MTF 曲线，对比可知，图 6.60 (a) 对应的光学成像系统的成像效果最差，图 6.60 (c) 对应的光学成像系统的成像效果最好。

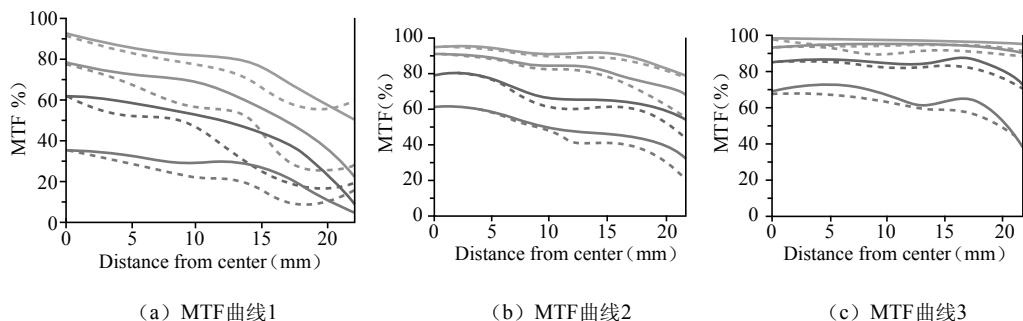


图 6.60 不同光学成像系统的 MTF 曲线

【本章小结】

本章介绍光电成像系统的组成,对固体摄像器件中的电荷耦合器件 CCD 和互补金属氧化物半导体图像传感器 CMOS 的工作原理进行详细介绍和对比。第三部分针对红外探测成像系统进行基本原理介绍和参数说明,并介绍典型的红外光学系统。最后,提出利用 MTF 进行光学成像系统的性能评价和分析方法。

【知识链接】

CCD (Charge Couple Device)

CCD 是于 1969 年由美国贝尔实验室 (Bell Labs) 的维拉·博伊尔 (Willard S. Boyle) 和乔治·史密斯 (George E. Smith) 发明的,如图 6.61 所示。当时贝尔实验室正在发展影像电话和半导体气泡式内存。将这两种新技术结合起来后,博伊尔和史密斯得出一种装置,他们命名为“电荷‘气泡’元件”(Charge “Bubble” Devices)。这种装置的特性就是它能沿着一片半导体的表面传递电荷,便尝试用来作为记忆装置,当时只能从暂存器用“注入”电荷的方式输入记忆。但随即发现光电效应能使此种元件表面产生电荷,而组成数位影像。



图 6.61 CCD 的发明者

到了 20 世纪 70 年代,贝尔实验室的研究员已经能用简单的线性装置捕捉影像,CCD 就此诞生。有几家公司接续此一发明,着手进行进一步的研究,包括快捷半导体 (Fairchild Semiconductor)、美国无线电公司 (RCA) 和德州仪器 (Texas Instruments)。其中快捷半导体的产品率先上市,于 1974 年发表 500 单元的线性装置和 100×100 像素的平面装置。

2006 年元月,维拉·博伊尔和乔治·史密斯获得电机电子工程师学会 (IEEE) 颁发的 Charles Stark Draper 奖章,以表彰他们对 CCD 发展的贡献。

北京时间 2009 年 10 月 6 日,2009 年诺贝尔物理学奖揭晓,瑞典皇家科学院诺贝尔奖委员会宣布将该奖项授予一名中国香港科学家高锟 (Charles K. Kao) 和两名科学家维拉·博伊尔、乔治·史密斯。科学家 Charles K. Kao 因为“在光学通信领域中光的传输的开创性成就”而获奖,科学家博伊尔和史密斯因“发明了成像半导体电路——电荷耦合器件图像传感器 CCD”获此殊荣。评委会赞扬博伊尔和史密斯 1969 年第一次成功地发明了数字成像技术,设计的影像传感器,可以将光在短时间内转化为像素,为摄像技术带来“革命化”变革。评委

会说：“没有 CCD，数码相机的发展将更为缓慢。没有 CCD，我们就不会看到哈勃太空望远镜拍摄的令人诧异的图片，也不会看到我们的邻居火星上的红色沙漠图像。”

四十多年来，CCD 器件及其应用技术的研究取得了惊人的进展，特别是在图像传感和非接触测量领域的发展更为迅速。随着 CCD 技术和理论不断发展，CCD 技术应用的广度与深度必将越来越大。

CCD 是使用一种高感光度的半导体材料集成，它能够根据照射在其面上的光线产生相应的电荷信号，再通过模数转换器芯片转换成“0”或“1”的数字信号，这种数字信号经过压缩和程序排列后，可由闪速存储器或硬盘卡保存即收光信号转换成计算机能识别的电子图像信号，可对被测物体进行准确的测量、分析。

传真机所用的线性 CCD 影像经透镜成像于电容阵列表面后，依其亮度的强弱在每个电容单位上形成强弱不等的电荷。传真机或扫描仪用的线性 CCD 每次捕捉一细长条的光影，而数码相机或摄影机所用的平面式 CCD 则一次捕捉一整张影像，或从中撷取一块方形的区域。一旦完成曝光的动作，控制电路会使电容单元上的电荷传到相邻的下一个单元，到达边缘最后一个单元时，电荷信号传入放大器，转变成电位。如此周而复始，直到整个影像都转成电位，取样并数位化之后存入内存。储存的影像可以传送到打印机、储存设备或显示器。

在数码相机领域，CCD 的应用更是异彩纷呈。一般的彩色数码相机是将拜尔滤镜（Bayer filter）加装在 CCD 上。每四个像素形成一个单元，一个负责过滤红色，一个过滤蓝色，两个过滤绿色（因为人眼对绿色比较敏感）。结果每个像素都接收到感光信号，但色彩分辨率不如感光分辨率。用三片 CCD 和分光棱镜组成的 3CCD 系统能将颜色分得更好，分光棱镜能把入射光分析成红、蓝、绿三种色光，由三片 CCD 各自负责其中一种色光的呈像。

CCD 的光效率可达 70%（能捕捉到 70% 的入射光），优于传统菲林（底片）的 2%，因此 CCD 迅速获得天文学家的大量采用。经冷冻的 CCD 在 1990 年年初广泛应用于天文摄影与各种夜视装置，而各大型天文台不断研发高像素 CCD 以拍摄极高像素的天体照片。CCD 在天文学方面有一种奇妙的应用方式，让 CCD 上电荷读取和移动的方向与天体运行方向一致，速度也同步，能使固定式的望远镜发挥有如带追踪望远镜的功能。不但能使望远镜有效纠正追踪误差，还能使望远镜记录到比原来更大的视场。

一般的 CCD 大多能感应红外线，所以衍生出红外线影像、夜视装置、零照度（或趋近零照度）摄影机/照相机等。为了降低红外线干扰，天文用 CCD 常以液态氮或半导体冷却，因室温下的物体会发出红外线的黑体辐射效应。CCD 对红外线的敏感度造成另一种效应，各种配备 CCD 的数码相机或录影机若没加装红外线滤镜，很容易拍到遥控器发出的红外线。降低温度可减小电容阵列上的暗电流，增进 CCD 在低照度的敏感度，甚至对紫外线和可见光的敏感度也随之提升（信噪比提高）。温度噪声、暗电流（dark current）和宇宙辐射都会影响 CCD 表面的像素。天文学家利用快门的开合，让 CCD 多次曝光，取其平均值以缓解干扰效应。为去除背景噪声，要先在快门关闭时取影像信号的平均值，即为“暗框”（dark frame）。然后打开快门，取得影像后减去暗框的值，再滤除系统噪声（暗点和亮点等），得到更清晰的细节。

CCD 作为一种基础器件，因能实现信息获取、转换和视觉功能的扩展，给出直观、真实、层次多、内容丰富的可视图像信息，而得到了越来越广泛的应用，如汽车应用、监控系统、机器人视觉、视频会议、指纹识别系统、冲突避免系统、增强型自适应巡航控制、带相机的移动电话和医学图像识别等。



CCD 在市场上能保持优势的原因是：它的出色的分辨率、较高的动态范围、一致性好；低噪声和像素面积小。

由于 CCD 摄像机用量的急速增加，世界上几个发达国家和地区已形成大规模 CCD 摄像机制造产业。从最近资料介绍来看，日本、美国、英国、荷兰、德国、俄罗斯、韩国、中国（包括台湾地区在内）等国家地区均投入大量的资金和人力从事 CCD 传感器研究以及 CCD 摄像机的研制和生产，其中日本和美国所生产的 CCD 传感器芯片和摄像机无论在质量上还是在数量上都处于领先地位。

习 题

一、填空题

- 6-1 电荷耦合器件的栅电压越大，势阱_____。
- 6-2 CCD 的电荷输入部分主要由_____和_____组成。
- 6-3 CMOS 按像素结构可分为_____、_____和_____三种。
- 6-4 CCD 的核心结构是_____。
- 6-5 空间频率的单位是_____。
- 6-6 电荷耦合器件分_____和_____。
- 6-7 目标经系统成像后，一般会产生_____、_____和_____。
- 6-8 CCD 最突出的特点是它以_____为信号。

二、名词解释题

- 6-9 MOS 结构
- 6-10 调制传递函数
- 6-11 空间频率
- 6-12 调制度

三、简答题

6-13 CCD 的基本功能有哪些？以三相 CCD 为例，其电极的结构如图 6.62 (a) 所示，不同时间的电位脉冲如图 6.62 (b) 所示，绘图讲述 CCD 中电荷的转移过程。

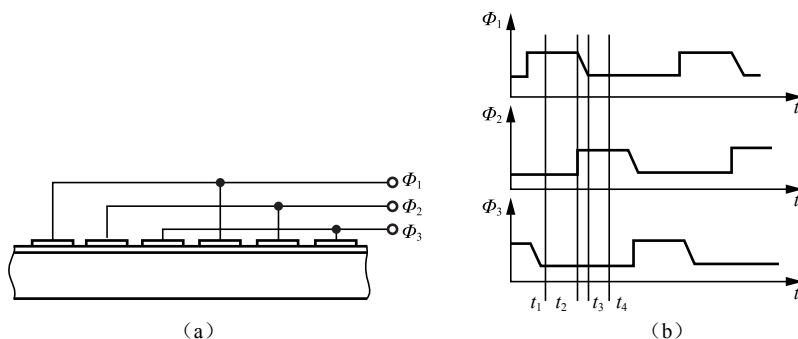


图 6.62 题 6-13 用图

6-14 一目标经红外成像系统成像后供人眼观察，在某一特征频率时，目标对比度为 0.5，大气的 MTF 为 0.9，探测器的 MTF 为 0.5，电路的 MTF 为 0.95，CRT 的 MTF 为 0.5，则在这一特征频率下，光学系统的 MTF 至少要多大？

- 6-15 试述何为 MOS 结构，画图阐述其工作特性。
- 6-16 比较 CMOS 器件与 CCD 器件在工作原理上的异同，它们各有什么优缺点？
- 6-17 如何对 CCD 摄像器件进行性能评估？
- 6-18 阐述 MTF 的含义，图 6.63 中有两条 MTF 曲线，说明哪个系统的成像质量较好，为什么？

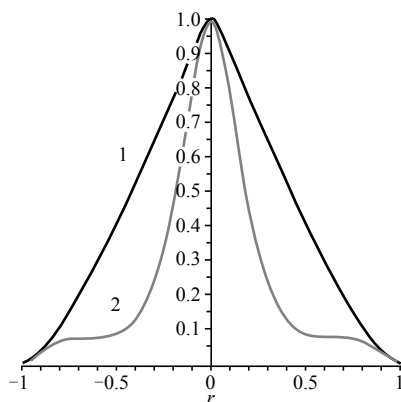


图 6.63 题 6-18 用图

- 6-19 怎样评价光电成像系统的光学性能？有哪些方法和描述方式？

第7章

电光转换现象与发光及图像显示器件

【学习目标】

通过本章学习，掌握各种平板显示器件的工作原理、基本结构、特性参数、基本驱动电路的相关知识，了解不同平板显示器件的优缺点及应用场合，为设计和研究未来新型平板显示器件打下基础。

【学习要求】

- 熟悉各种平板显示器件的特性、优缺点及相关工艺
- 掌握各种平板显示器件的原理及基本应用
- 熟悉常见平板显示器件的基本结构及性能参数
- 熟悉各种平板显示器件的驱动电路的原理及相关知识
- 熟悉目前新型平板显示器件的工作原理及设计思路
- 了解不同平板显示器件的应用场合

【引例】

平板显示器件在我们的生活中随处可见，正是因为显示器件的大量使用，我们的现代化生活才能得到更好的推进和改善。显示器件是最重要的终端输出设备，是人机对话的窗口，显示器件的性能在一定程度上决定了信息传输的质量。目前常用的平板显示器件有很多，常见的有阴极射线管 CRT、等离子体显示板 PDP、液晶显示器 LCD、场发射显示器 FED、有机电致发光显示器 OLED 等。

图 7.1 所示就是我们在日常生活中经常用到的各种平板显示器件。

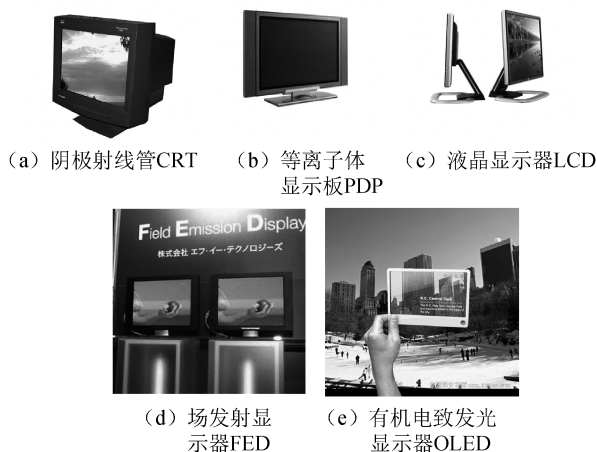


图 7.1 日常生活中经常用到的各种平板显示器件

电子显示器件 (Electronic Display Device) 是人和机器之间的媒介物, 是从各种机器 (装置) 上产生的各种情报信息通过视觉传递给人们的电子器件。在电子显示器件中, 阴极射线管显示器 (Cathode Ray Tube, CRT) 的发明改变了人们的生活, 而随着高画质的需求, CRT 已渐渐被平板显示器 (Flat Panel Display, FPD) 所取代, 平板显示器可大致分为发光二极管 (Light Emit Diode, LED)、电致发光显示器 (Electro Luminescence, EL)、直视型液晶显示器 (Liquid Crystal Display, LCD)、等离子显示器 (Plasma Display Panel, PDP)、有机薄膜电致发光显示器 (Organic Light Emitting Diode, OLED)、立体显示器 (Stereoscopic Display), 以及其他类显示器。

7.1 发光二极管

近年来, 伴随着气候环境和能源紧缺问题对节能、环保的呼唤, 全球迎来了世界照明工程的转型和新兴发光二极管照明产业的崛起。发光二极管照明产业作为一种社会财富的创造形态, 具有巨大的社会 and 经济效益, 已经成为各国竞相争夺的战略高地。

20 世纪 90 年代, 白光半导体发光二极管的诞生开创了 LED 照明新时代, 在之后的十多年间以节能、环保为显著特点的 LED 照明产业出现了跨越式的发展, 2007 年 LED 照明产业实现 9.5% 的高增长, 产值达到 46 亿美元, 比 2006 年高出 6%, 而 2010 年 LED 照明产业实现产值比 2009 年增长了 55.6%。LED 照明以其先进的技术和广泛的产品应用, 被认为是 21 世纪最具发展前景的高新技术产业之一, 且享有“绿色产业”和“环保产业”的美誉。

目前, 全球 LED 照明初步形成了美欧亚三足鼎立的格局, 各个国家和地区将 LED 照明产业上升至国家战略高度进行全面系统的部署, 纷纷推出并积极实施 LED 照明发展计划, 如美国推出的“下一代照明计划”, 欧洲的“彩虹计划”, 日本的“21 世纪照明计划”, 韩国的“氮化镓半导体开发计划”和“固态照明计划”, 以及中国台湾组织实施的“新世纪照明光源开发计划”。

我国 LED 产业起步于 20 世纪 70 年代, 但是 LED 照明产业真正的发展是以 2003 年 6 月“国家半导体 (LED) 照明工程”启动为契机的, 在其推动下, 形成了珠三角、长三角、闽三角和北方地区四大 LED 照明产业片区和上海、厦门、南昌、大连、扬州、深圳、石家庄七大国家 LED 照明工程产业化基地。

LED 被称为第四代照明光源或绿色光源, 近年来, 随着材料科学研究的深入以及生产工艺的改进, 功率型白光 LED 的光效逐步提高, 目前实验室数据已经接近 200lm/W, 成熟的产品数据也已经超过 100lm/W, 已经具备了应用于通用照明的条件。

7.1.1 发光二极管的工作原理及结构

发光二极管的发光原理可以用图 7.2 中 PN 结的能带结构来解释: 制作半导体发光二极管的材料是重掺杂的, 热平衡状态下形成 PN 结, 扩散和漂移运动相等时, 内建电场稳定, 此时 N 区有很多迁移率很高的电子, P 区有较多的迁移率较低的空穴。由于 PN 结阻挡层的限制, 在常态下, 二者不能发生自然复合, 当 PN 结加正向电压时, 外加电场将削弱内建电场, 使空间电荷区变窄, 结区势垒降低, 载流子的扩散运动加强。由于电子迁移率总是远大于空穴的迁移率, 因此电子由 N 区扩散到 P 区是载流子扩散运动的主体。由半导体的能带理论可知, 当导带中的电子与价带中的空穴复合时, 电子由高能级跃迁到低能级, 电子将多余



的能量以发射光子的形式释放出来，产生电致发光现象。除了这种发光复合外，还有些电子被非发光中心（这个中心介于导带、价带中间附近，也就是杂质能级或者缺陷）捕获，然后再与空穴复合，每次释放的能量不大，不能形成可见光。也就是说这些不发光的载流子将被杂质能级（或缺陷）所捕获，最后以发热的形式消耗掉。

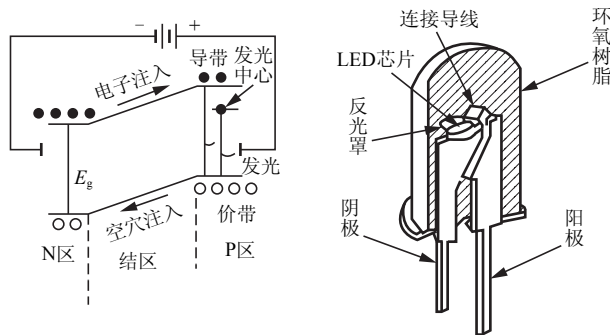


图 7.2 LED 发光原理（左）和 LED 结构图（右）

通常定义 LED 的内部量子效率为 PN 结产生的光子数与注入的电子空穴对之比。内部效率与半导体材料的特性、制作工艺有关，通常减少半导体材料的杂质、晶格缺陷和位错，可提高内部效率。

PN 结发出的光子是非定向的，即向各个方向发射有相同的概率。PN 结半导体材料相对于空气有较高的折射率，因此半导体内部发出的光子只有极少数能逸出半导体材料与空气的界面，大多数被反射回到半导体内部，最终被吸收。我们定义逸出效率为逸出发光二极管的光子数与 PN 结产生的光子数之比。为了提高逸出效率，可以选择不同的封装材料、封装几何形状。这样，从晶片透出的光子首先进入封装透镜，然后再逸出，因为封装材料的折射率在半导体材料和空气折射率之间，因此光子逸出率大大提高，同时，封装透镜还起到保护半导体晶片和控制输出光分布的作用。

7.1.2 发光二极管的特性及技术

和传统照明光源相比，LED 在很多方面占有优势，发光二极管的主要特性表现为以下七个方面：

（1）高节能：传统的照明光源光效低（一般白炽灯光效为 20% 左右，普通节能灯只有 40%~50% 左右），耗电量大，光线中含有大量的紫外线、红外线辐射，电能绝大部分转化为热能。按照通常的光效定义，LED 的光效并不高，但由于 LED 的光谱几乎全部集中在可见光频段，效率可达 80%~90%，一般 LED 灯使用低电压、低电流驱动，功耗低，在相同的照明效果下比传统光源节能 80% 以上。

（2）寿命长：LED 为固体冷光源，环氧树脂封装，抗振动，灯体内也没有松动的部分，不存在灯丝发光易烧、热沉积、光衰等缺点，使用寿命可达 6 万~10 万小时，是传统光源使用寿命的 10 倍以上。由于寿命长，经久耐用，减少了维护和更换的费用，降低了成本。

（3）多变幻：LED 光源可利用红、绿、蓝三基色原理，在计算机技术控制下使三种颜色具有 256 级灰度并任意混合，形成不同光色的组合，变化多端，实现丰富多彩的动态变化效果及各种图像。

（4）利环保：现在广泛使用的荧光灯、汞灯等光源中含有危害人体健康的汞，这样在发

光过程和废弃后都会对人体的健康和环境造成危害。而 LED 运用冷光源, 眩光小, 无辐射, 使用中不产生有害物质, 光谱中没有紫外线和红外线, 而且废弃物可回收, 没有污染, 不含汞元素, 可以安全触摸, 属于典型的绿色照明光源。

(5) 光效高: 白炽灯的光效为 $12 \sim 24 \text{lm/W}$, 荧光灯的光效为 $50 \sim 70 \text{lm/W}$, 钠灯的光效为 $90 \sim 140 \text{lm/W}$, 大部分的耗电变成热量损耗。目前 LED 的光效为 $50 \sim 100 \text{lm/W}$, 世界各国均加紧提高 LED 光效的研究, 按现在 LED 技术发展的速度预测, 到 2015 年, 白光 LED 的光效将超过 200lm/W , 远远超过其他所有照明光源的光效。

(6) 光色纯、光束集中: 传统照明光源的光谱较宽, 且发光方向为整个立体空间, 不利于配光和光线的有效利用。而 LED 则为分立的光谱, 谱线较窄, 色彩丰富、鲜艳, 可以有多样化的色调选择和配光, 并且 LED 光源发光大部分集中会聚于中心, 发散角较小, 可以有效地控制眩光, 从而简化灯具结构, 节省设计和制造成本。

(7) 高新尖: 与传统光源单调的发光效果相比, LED 光源是低压微电子产品, 成功融合了计算机技术、网络通信技术、图像处理技术、嵌入式控制技术等, 所以亦是数字信息化产品, 是半导体光电器件“高新尖”技术, 具有在线编程、无限升级、灵活多变的特点。

由于 LED 有以上所述的诸多优点及其节能环保的重要特性, 各国都将其作为第三代照明的最主要产品加以推广。

LED 在照明领域中的应用主要包括以下四个方向的技术: LED 光源技术、LED 驱动电源技术、LED 配光技术和 LED 散热技术。以下从这四个技术方向介绍 LED 照明的研究现状和发展前景。

1. LED 光源技术

20 世纪 60 年代末, 人们在砷化镓基体上使用磷化物发明了第一个可见红光的 LED, LED 已由单色低亮度仅起指示作用发展到多颜色超高亮度可用于广泛照明。LED 的发展就像计算机技术一样遵守摩尔定律, 每隔 18 个月它的亮度就会提高一倍。近年来, LED 在颜色种类、亮度和功率方面及其可靠性技术都有了极大的提高, 以其令人惊叹而欣喜的应用在城市室内外照明中发挥着传统光源无可比拟的作用。LED 寿命最长可达 6 万小时, 意味着每天工作 8 小时, 可以有 20 年免维护的理论保障。光效高, 目前商业级可达 115lm/W , 预计到 2015 年 LED 的光效有可能达到 $150 \sim 200 \text{lm/W}$, 低压运行, 几乎可达到 100% 的光输出, 调光时低到近乎零输出, 可以组合出成千上万种光色, 而发光面积可以很小, 能制作成 1mm^2 。经过二次光学设计, LED 照明灯具就可以达到理想的光强分布。随着 LED 技术的不断进步, 大功率超高亮度白光 LED 的产业化指日可待, 性能进一步提高, 成本进一步下降, 正以前所未有的速度向着广阔的照明领域迈进。

2. LED 驱动电源技术

原始电源有各种形式, 但无论哪种电源, 一般都不能直接给 LED 供电。因此, 要用 LED 作为照明光源就要解决电源变换问题。用原始电源给 LED 供电主要有以下四种情况: 低电压驱动、过渡电压驱动、高电压驱动以及市电驱动。不同的情况在 LED 电源变换器的技术实现上有不同的方案。下面简要介绍这四种不同的驱动电源技术。

1) 低电压驱动

低电压驱动就是指用低于 LED 正向导通压降的电压驱动 LED, 如一节普通的干电池或者



镍铬/镍氢电池,其正常供电电压为 $0.8\sim 1.65\text{V}$ 。低电压驱动LED就是要将电压升高到足以使LED导通的电压值。对于LED这样的低功率照明器件,这是一种常见的使用情况,如LED手电筒、LED应急灯、节能台灯等。由于受单节电池容量的限制,一般不需要很大功率,但要求有最低的成本和比较高的变换效率。另外,考虑到有可能配合一节5号电池工作,还要有最小的体积,其最佳技术方案是电荷泵式升压变换器。

2) 过渡电压驱动

过渡电压驱动是指给LED供电的电源电压值在LED管压降附近变动,这个电压有时略高于LED管压降,有时略低于LED管压降。如一节或者两节锂电池串联的铅酸电池,满电时电压在 4V 以上,电快用完时电压在 3V 以下。用这类电源供电的典型应用有LED矿灯等。过渡电压驱动LED的电源变换电路既要解决升压问题又要解决降压问题,为了配合一节锂电池工作,也需要有尽可能小的体积和尽可能低的成本。一般情况下功率也不大,其最高性价比的电路结构是反极性电荷泵式变换器。

3) 高电压驱动

高电压驱动是指给LED供电的电压值始终高于LED管压降,如 5V 、 12V 、 24V 的电源。典型应用有太阳能草坪灯、太阳能庭院灯、机动车的灯光系统等。高电压驱动LED要解决降压问题。由于高电压驱动一般是由普通蓄电池供电会用到比较大的功率(如机动车照明和信号灯光),应该有尽可能低的成本。变换器的最佳电路结构是串联开关降压电路。

4) 市电驱动

市电驱动,顾名思义就是用 220V 、 50Hz 的交流市电经过电源变换装置给LED供电。这是一种对LED照明应用最有价值的供电方式,是半导体照明普及应用必须要解决好的问题。用市电驱动LED要解决降压和整流问题,还要有比较高的变换效率、有较小的体积和较低的成本。另外,考虑到对电网的影响,还要解决好电磁干扰和功率因数问题。对中小功率的LED,现在普遍使用的电路结构是反激变换器。对于大功率的应用,则是使用桥式变换电路。

目前,单颗LED的光效还不足以满足大部分照明的要求,这就要求LED驱动电源能够同时驱动多个LED,只有合理地配合设计才能保证LED正常工作。LED负载的连接形式直接关系到其可靠性和使用寿命,现有的连接方式有全部串联、全部并联、混联三种。

无论是哪种驱动电源技术,归根到底对于LED照明而言只有恒压和恒流的区别。采用恒压设计会危害LED的未来。LED是需要恒流方式驱动工作的,但目前由于恒流方式限制达不到实际需求,而较多地使用恒压方式设计。恒压方式是暂时的过渡,很快会被恒流技术取代。

3. LED 配光技术

LED配光技术主要是指LED的光学设计,这包括LED的初次光学设计和二次光学设计。初次的光学设计是在LED的封装上完成的。根据发光的形状可将LED光源分为点光源、圈光源、发光显示器三类,封装采用不同的形状和材料性质(掺或不掺散色剂),起透镜或漫射透镜的作用,控制光的发散角,合理科学的封装有利于提高光效。

目前,LED照明光源的光通量与荧光灯等传统光源的相比,还有一定的差距。因此,LED要在照明领域发展,在提高LED本身光效的同时,主要还是要对LED照明灯具进行优化的配光设计即二次光学设计,通过二次光学设计外加的反射杯与多重光学透镜,可以提高器件的取光效率。二次光学设计建立在起源于20世纪60年代中期的非成像光学理论上。相

对于传统的成像光学来说,非成像光学并不强调光源是否在屏幕上成像以及成像质量如何,而是强调光能的传输效率及分配,所以二次光学设计需要解决的两个主要问题是如何使传递能量最大化以及如何得到需要的照度分布。这两个设计领域通常被简单地称为光能的收集和光能的分配。这里所谈论的光学系统设计属于光能的分配问题,其关注焦点在于如何实现预先给定的光场分布。

二次光学设计涉及的配光器件分为聚光和反射两类,归根到底是通过设计反射界面和折射界面的形状来重新分配光源发出的光线,进而实现所需要的能量分布。聚光器件包括聚光透镜、聚光杯等。实际应用时,聚光透镜通常以单个或阵列形式出现。在LED光源光效不是非常理想的状况下,利用其特有的发光特性进行二次光学设计,实现低光通功能性照明,非球面塑料透镜在其中起到非常关键的作用;功率LED的发展迫切需要通过提高取光效率,微透镜阵列的二次光学设计是改善其光强分布的有效途径,利用微透镜阵列技术能显著改善LED的光学性能,改善其光束分布,将LED的照度衰减降低12%以上,从而得到更加均匀的照明系统。反射器件包括反射薄膜、反射镜等光学反射介质,实际应用中的反射镜继续沿用传统光源灯具的设计。无论是聚光透镜还是反射器的光学设计,在很多情况下尤其是要求光学系统的总体积比较小、比较紧凑,即光学器件的尺寸不是远远大于光源的尺寸时,其光源不可视为点光源而进行光学系统设计,这将大大地增加实际设计难度。二次光学设计中普遍借助计算机辅助软件帮助完成设计,这类光学软件具有强大的机械仿真功能,可以模拟几乎所有的三维几何模型,具有很好的互动性,可以让用户在制作原型系统或者大批量生产前做光学系统的仿真,如配合LED光源的应用设计要求、可进行配光曲线分析以及照度灰度混光效果分析的Tracepro,提供最现代化的手段直接描述光学系统中的光源、透镜、反光镜、分束器、衍射光学元件、光路等,可实现光机一体化设计的LightTools和应用优化的蒙特卡罗方法进行非序列性的光线追迹的AsAP等。

目前,LED在照明领域的配光技术还不成熟,很多针对LED灯具的国家标准也还没有制定,中大功率LED照明灯具产品的二次光学设计还很粗糙,因此,LED在照明领域的优势还没有最大限度地发挥出来,采用与传统灯具配光不同的方法,充分利用LED的光学特性进行二次光学设计将有助于进一步提高LED光源的光利用效率。

4. LED 散热技术

无论是用何种光源来照明,都免不了要处理散热的问题。照明灯具的散热问题一直以来都备受关注,因为光源的工作温度与其工作寿命密切相关。LED作为新的照明光源,在电能转换为光能的同时,也有相当一部分电能转化为热能。照明用LED的散热研究主要集中在LED的封装和灯具的散热结构上。目前在LED封装上的散热研究已经基本上解决了小功率LED的散热问题,在大功率LED封装上的研究随着大功率LED照明日益普及的需求,众多国家和相关研发机构投入大量的人力财力,已经取得了很大的突破。大功率LED散热封装技术分为:高散热封装结构和覆晶式封装结构。LED厂商在散热封装上的具体做法包括降低封装的热阻抗、改善晶片外形、采用小型晶粒、改用矽质封装材料与陶瓷材料、改善LED的封装方法等。目前,国内外大厂正致力于散热问题的克服,相信未来将能进一步克服高功率LED的散热问题。



7.1.3 LED 的应用领域

LED 有着十分广泛的应用前景,不同亮度的 LED 产品可应用在下述不同领域。

1. 信息平面显示

信息显示是现代生活中一项用途很广泛的领域,证券交易所里的显示板,动态广告牌,空港的飞机动态显示,模拟动画,体育场馆、商业、工业和其他行业的大型和超大型全色显示屏的信息显示,进一步满足了现代人对信息显示的需求欲望。

2. 交通警示灯(或称交通信号灯)

公路、铁路的交通信号灯、警示灯、标志灯和各类汽车的指示灯,用超高亮度 LED 取代加滤光片的白炽灯泡,不仅响应速度快,寿命长、抗震、耐冲击,而且效率高、节省电能。

3. 汽车指示灯

汽车指示灯包括汽车外部的各种方向灯、尾灯、刹车灯等,由于 LED 的快响应速度,当前面的汽车刹车时,后面的汽车可提前 2~3km 看到信号,减少车祸发生。同时可降低油耗,使汽车每一加仑油增开 1km,并且减少污染。

4. 办公自动化设备与仪器仪表指示灯

现代化智能型的仪器仪表、办公自动化设备需要各种信号灯或指示灯,而 LED 由于其节能和长使用寿命的特点使它成了不可缺少的部件。

5. 背光光源

高性能 LED 还可用于小型液晶显示器(LCD)的背光照明,适用于蜂窝电话和笔记本型电脑等。最普通的应用是电话按键的背光照明,随着小型液晶显示器及未来个人通信产品用量的增长,将带动 LED 市场需求量提高。

6. 特种用途光源与建筑装饰

特殊用途照明,如建筑装饰、井下、矿灯、水下作业、特殊场地施工等传统的光源使用起来不方便或缺点明显的地方都可以采用 LED 光源。

7. 固体照明光源

高性能 LED 的实用化和商品化,使照明技术面临一场新的革命,由多个超高亮度红、蓝、绿三色 LED 组成的像素灯不仅可以发出波长连续可调的各种色光,而且还可以发出亮度可达几十到一百烛光的白色光成为照明光源。对于相同发光亮度的白炽灯和 LED 固体照明灯来说,后者的功耗只占前者的 10%~20%,白炽灯的寿命一般不超过 3 000h,而 LED 灯的寿命长达 10 万小时。

7.2 液晶显示器(LCD)

1888 年,奥地利植物学家芮尼茨尔 (F. Reinitzer) 在加热胆甾醇苯酸酯的过程中发现,在固态到液态之间还存在一个中介相。德国卡尔斯鲁厄大学的奥托-莱曼 (Otto Lehmann) 教授对该脂类化合物进行了细致的研究,由于其具有液态和固态物质的双重性质,于是莱曼教授将其命名为 *Fließende Krystalle*,也就是液晶 (*Liquide Crystal*)。自然界中的物质受温度、压强的影响,大部分在常温常压下处于固态、液态和气态三种状态,而液晶是处于固态与液态的一种中介相,它兼有两种物向的特性。

1963 年 Williams 等人发现了液晶因电场的作用而产生 Williams 畴,也就是液晶的电光效应。1968 年 Heilmeyer 发现了动态散射效应,这标志着液晶显示的诞生。次年,温室液晶 MBBA 由于具有负介电各向异性的特点,立即被应用到了动态散射型液晶显示中。在 20 世纪 60 年代出现的 MOS-TFT 和 CMOS 集成电路、透明导电薄膜、纽扣电池等,使得液晶显示可以装配于袖珍型的电子产品和电子设备中。因此,在 20 世纪 70 年代初,动态散射型液晶显示得到了广泛的应用。1980 年铁电液晶显示出现;1984 年出现了超扭曲液晶显示;1989 年出现了反铁电液晶显示。从 1990 年以后,非晶硅 TFT 液晶显示大量进入实用,液晶显示进入高速发展时期。1996 年开始,液晶笔记本电脑高速发展,液晶移动电话迅速普及;2000 年开始液晶显示器全面取代台式显示器。

液晶最早发现于欧洲,早期的理论发展也是在欧洲。现在应用最为广泛的薄膜晶体管液晶显示器 (TFT-LCD) 首先出现在美国。尽管如此,在液晶显示器的研发与生产方面,美国现在却落后于日韩等国。亚洲是液晶显示发展的重镇,近年来处于世界领先地位,主要包括日本、韩国、中国和中国台湾。近 30 年来,日本在液晶显示上占据绝对的优势。在 10 年之前,它囊括了世界液晶显示产值的 90%。而且现在日本在液晶显示工业整体环境方面仍居首位。韩国则从 10 年前开始奋起直追,通过政府的大力投资和战略规划,韩国现在在产品技术指标、产量产值和设备先进性上跻身世界第一。我国的液晶显示工业在 20 世纪 70 年代末开始建立,世界普遍认为,中国将是下一代液晶显示的生产大国。

7.2.1 液晶显示器的分类和特性

现在已经发现了至少 5 万多种液晶物质,其中大部分都是有机化合物,很少数为无机化合物。从其成分和形成液晶相的物理条件看,可以分为热致液晶和溶致液晶两大类。热致液晶是把某些化合物或混合物加热溶解,由于温度的变化破坏了晶格结构而形成的液晶。溶致液晶是由一种或几种组分溶解于水或其他溶剂中形成的,而且必须达到一定的浓度后才会出现液晶相。目前用于液晶显示的材料差不多都是热致液晶材料,而对溶致液晶材料性质的研究主要是在生物化学、生物物理、仿生学等方面。构成热致液晶的分子,形状大体上呈现香烟一样的棒状或盘子一样的扁平状。棒状分子构成的热致液晶的液晶相分为三大类:近晶相 (*Smectic Liquid Crystals*)、向列相 (*Nematic Liquid Crystals*)、胆甾相 (*Cholesteric Liquid Crystals*),分子结构如图 7.3 所示。

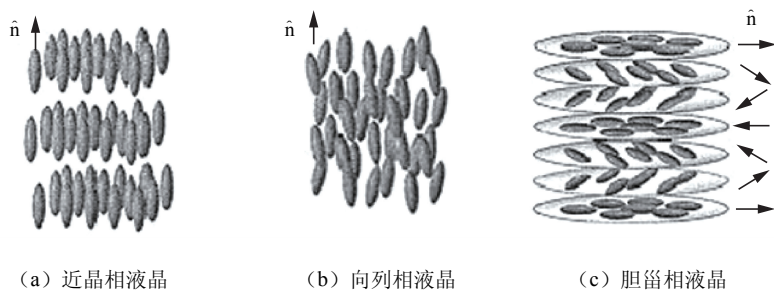


图 7.3 液晶的三种相

1. 近晶相液晶

近晶相又称为“层状相”，它出现在较低的温度范围内，呈现脂状，因其分子组成一层一层的层状结构而得名。层内分子长轴相互平行，与层面垂直或成一定的角度。由于液晶分子存在热运动、分子间的相互作用，分子长轴取向并不是完全平行于某一方向，而是以一平均取向为中心做随机变化，该平均取向称为指向矢。液晶分子的层与层之间可以相互滑动，但各层中的分子则不能相互在层间移动。因而这使液晶具有了流动性，但黏性系数比较大。这种结构保留了分子的相互作用力的取向各向异性，失去了晶体点阵的平移有序，具有二维有序的性质，分子排列整齐度接近晶体。由于这种有序性，近晶相液晶比向列相液晶和胆甾相液晶的黏度都要大。一般不属于向列相和胆甾相的液晶，都归类到近晶相，因此近晶相的概念比较模糊。近晶相分为近晶 A 相、B 相、C 相，这里只对近晶 A 相、B 相、C 相进行简略的介绍。

1) 近晶 A 相

许多向列相液晶在温度较低时会转变成另一种温度稍高的液晶态——近晶 A 相 (SA)。在温度降低时有些材料也可以直接从各向异性的液态转变为近晶 A 相。近晶 A 相最大的特点其分子长轴取向垂直分子层平面，并且大部分分子层的厚度是其一个分子的长度，有些极性分子则常接近于两倍分子。这种结构使近晶 A 相液晶具有单轴双折射晶体的光学特性，光轴与分子长轴取向相同。总体上来说，在大量分子达到热力学平衡时，物理性质在以分子长轴为对称轴的各方向上表现出各向异性。近晶 A 相可以通过局部受热或外加电场来改变其结构或分子排列，从而改变它局部的光学特性。利用这个特性，近晶 A 相液晶可以用于永久或半永久的光学存储或液晶显示。

2) 近晶 B 相

近晶 B 相是在近晶 A 相的层结构基础上再加一个限制条件，那就是要求各层内分子的重心在层内的位置也是有序的。要求每个分子在层内周围有 6 个分子，并且层内分子构成不算完善的六角点阵。因此，近晶 B 相液晶已经不是流体，但它的力学性质又与三维有序的晶体不同。

3) 近晶 C 相

近晶 C 相液晶的有序度介于 A、B 相之间，与近晶 A 相不同的是，它的分子长轴的指向矢，也就是取向，与分子层的法线成一定的夹角，并且如果以法线为主轴取空间极坐标的话，每个分子的另一个方位角是任意的。近晶 C 相中最具代表性的是手征性分子组成的手征性近晶相液晶。这些液晶中分子的倾斜角不变，方位角沿法线方向逐渐改变，沿分子层的法线方

向形成螺旋结构。手征性分子除了上述的螺旋结构外，还有固有偶极矩，一般称这种特性为螺旋电性。因此，手征性近晶 C 相液晶也称为铁电液晶。铁电液晶响应速度比向列相液晶快，但在应用可行性上要比向列相液晶差。

2. 胆甾相液晶

胆甾相液晶由旋光性分子组成，胆甾醇经酯化或加入卤素取代后，就呈现胆甾相。胆甾相液晶分子是扁平形状，分子也是排列成层，层内分子长轴取向相同，层与层间分子的取向沿每层法线成螺旋结构排列。胆甾相液晶分子指向矢的旋转是连续的，当不同分子的指向矢连续地沿螺旋方向旋转 360° 后，分子的指向矢又与最初分子的指向矢重合。经过的这段距离，我们称之为胆甾相液晶的螺距 (P)。 P 的正负由胆甾相液晶分子指向矢是左旋还是右旋决定，右旋为正，左旋为负。 P 与折射率的乘积称为光学螺距，当光学螺距与光波波长相同时，会产生布拉格 (Bragg) 散射，故胆甾相液晶表面为色泽鲜艳的液体。胆甾相液晶左旋或者右旋，要取决于分子构成。而且一般光学螺距接近光波波长，螺距受外界因素影响比较大，对温度比较敏感。温度变化时，螺距也会变，从而使反射光呈现不同颜色，这种色温效应可以用来测量温度。胆甾相液晶的光学性质有强烈的旋光性、选择性光散射和负的双折射等光学特性，可以用于温度显示器、超扭曲液晶显示、多稳态液晶显示等。

3. 向列相液晶

向列相液晶外观为乳白色，其液晶分子的有序度比前两者都要差。内部分子除分子长轴取向相同外，分子重心排列杂乱无章，既没有近晶相的局部有序结构，也没有近晶相和胆甾相的层状结构。向列相液晶分子的重心排列长程无序，但短程有序。在其内部，液晶分子会形成很多个“畴”，“畴”与“畴”之间的指向矢稍有差别。但分子重心在空间是任意的，因此很小的外力就可以控制它们的排列。除此之外，向列相液晶的指向矢有序排列使它的光学与电学性质在沿指向矢与垂直指向矢方向上不同。因此，它显现出了正的单轴双折射特性和介电各向异性，这些特性让我们可以用电来控制液晶的光学性能，进而用于液晶显示。与近晶相液晶相比，向列相液晶的黏度较小，更具有流动性。向列相液晶的排列随意性和移动的自由性，使它对外界的反应更敏感，因此应用就更广泛。目前所制造的液晶显示器大多是用向列相液晶材料制造而成的。

由于液晶分子的结构为异方性，其所引起的光电效应就会因方向不同而有所差异，即液晶分子在介电系数及折射系数等光电特性上都具有异方性，因此可以利用这些性质来改变入射光的强度从而形成灰阶应用于显示设备上。液晶的光学和电学特性主要包括：

1) 介电系数 ε

将介电系数分解为两个方向的分量，分别为 $\varepsilon_{//}$ 和 ε_{\perp} ，当 $\varepsilon_{//} > \varepsilon_{\perp}$ 时，称为介电异方性为正型的液晶，可以用在平行配位；当 $\varepsilon_{//} < \varepsilon_{\perp}$ 时，称为异方性为负型的液晶，只可用在垂直配位才能有所需要的光电效应。当外加电场时，液晶分子会因介电系数异方性为正或是负值，来决定液晶分子的转向是平行还是垂直于电场，从而决定光的穿透与否。现在 TFT-LCD 常用的 TN 型液晶大多是属于介电系数为正型的液晶，介电系数异方性为：

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{//} - \varepsilon_{\perp} \quad (7-1)$$

$\Delta\varepsilon$ 越大，液晶的门限电压就会越小，液晶便可在较低的电压下工作。

2) 折射系数

由于液晶分子大多由棒状或是碟状分子所形成，因此跟分子长轴平行或垂直方向上的物理特性会有一些差异，所以液晶分子亦被称为异方性晶体。折射系数依照跟指向矢垂直与平行的方向，分成两个方向的向量，分别为 $n_{//}$ 和 n_{\perp} 。对于单光轴的晶体来说，对于 ordinary ray 的折射系数称为 n_o ，对于 extraordinary ray 的折射系数称为 n_e ，双折射率定义为

$$\Delta n = n_e - n_o \quad (7-2)$$

3) 其他特性

液晶除了上述两个主要特性外，还包含弹性常数、黏性系数、磁化率、电导系数等电学特性。

7.2.2 TFT 液晶显示器的物理结构和工作原理

根据物理结构分类，液晶显示器包含扭曲向列型 (Twisted Nematic, TN)、超扭曲向列型 (Super TN, STN)、双层超扭曲向列型 (Dual Scan Tortuosity Nomograph, DSTN)、薄膜晶体管型 (Thin Film Transistor, TFT)。随着笔记本电脑、手机、MP4 等便携式电子设备的普及发展，液晶显示由于其轻薄的特点使它成为继 CRT 显示后更为广泛使用的显示材料，而应用在具有 10 亿像素的高清电视显示器将更具有吸引力，低功耗设计也将为 TFT-LCD 应用带来广阔的前景。其中 TFT 属于三端有源矩阵型，具有屏幕反应速度快，对比度好，亮度高，可视角度大，色彩丰富等特点，比其他三种类型更具优势，因此是当前液晶显示器的主流设备。

TFT-LCD 薄膜晶体管液晶显示是利用薄膜晶体管产生电压，以控制液晶转向的显示设备。TFT-LCD 显示模块通常由液晶屏、背光源、外部驱动电路等几大部分构成。液晶屏部分又由两片夹有液晶层的玻璃构成的液晶盒及位于液晶盒两侧的偏振片构成。在构成液晶盒的两片玻璃上，通常在一片玻璃上制作用于彩色显示的滤光膜 (Color Filter)，在另一片玻璃上做有源驱动的薄膜晶体管阵列 (TFT Array)。TFT-LCD 液晶盒由 TFT 阵列基板和彩色滤光膜基板构成，在阵列基板上 TFT 阵列，TFT 阵列对应于每个像素点的 TFT 单元 (TFT+Cs, Cs 存储电容)。两个基板中间用几个微米的隔垫物 (Spacer) 垫起，形成均匀的几个微米间隙，在间隙中充入液晶材料，如图 7.4 所示。

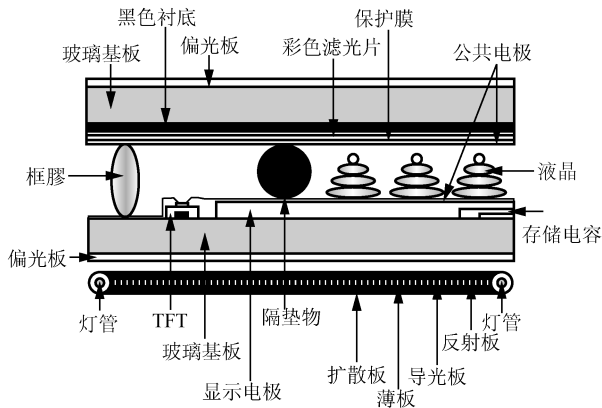


图 7.4 TFT-LCD 的横截面结构图

TFT 液晶显示器同时也称作主动矩阵薄膜晶体管液晶显示器 (Active Matrix TFT LCD)，它通过 TFT 来控制每一个像素的通光量从而显示图形。所谓液晶其实就是一种介乎于液体和

晶体之间的物质，它的奇妙之处是可以通过电流来改变它的分子结构，从而可以为液晶加上不同的工作电压，让它控制光线的通过量，进而显示变化万千的图像。液晶本身并不会发光，因此所有的液晶显示器都需要背光照明。一般来说背光源就是多个冷阴极灯管。背光灯管在液晶显示器打开的同时就一直被点亮。而为了控制透光率，人们把液晶单元放在了两片偏振玻璃片之间（偏振方向相互垂直）。如图 7.5 所示，当液晶单元没有被加上电压时，处于初始状态，这样背光在通过时就会被液晶单元的特殊分子结构所极化，光线被扭曲 90° ，从而通过前面的偏振玻璃被人们所感知。同理，当液晶单元被加上电压之后，它的分子结构会被改变，这样光线的角度并不会被扭曲。于是光被显示器前面的偏振玻璃所阻隔，无法被人们所感知。

为了表现颜色，面板必须被分割且制造成一个个的小门或开关来让光通过，并且需要为每个像素安上滤色片，这样背光透过之后就会有各种不同的颜色。由于三原色可以构成所需要的各种其他颜色，于是液晶面板上的每个像素都被再次分成红、绿、蓝三种颜色，如图 7.6 所示。

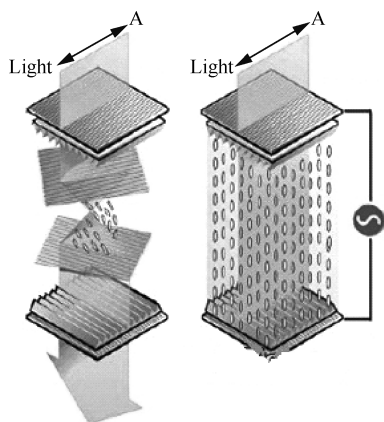


图 7.5 液晶显示器控制光线通过的原理图

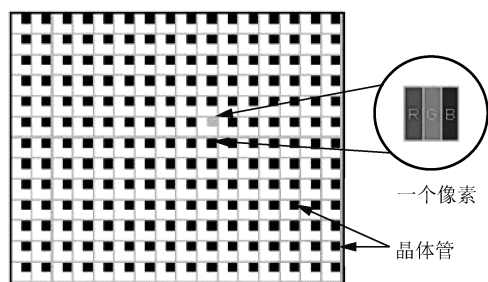


图 7.6 TFT 液晶显示器晶体管阵列

7.2.3 TFT 液晶显示器的制造工艺

液晶的制造工艺可以分为前工序工艺和后工序工艺两部分。前工序工艺包括薄膜场效应晶体管阵列玻璃基板和彩色滤光玻璃基板的制作工艺，然后是灌注液晶并且封口；后工序工艺首先要检测液晶盒，随后组装背光源、光学元件和驱动电子元件，最后进行包装。

薄膜晶体管液晶显示器的制造工艺流程可以分为四个子工艺流程进行，它们分别是：TFT 加工工艺、滤色器加工工艺、单元装配工艺和模块装配工艺。TFT-LCD 加工工艺流程如图 7.7 所示。

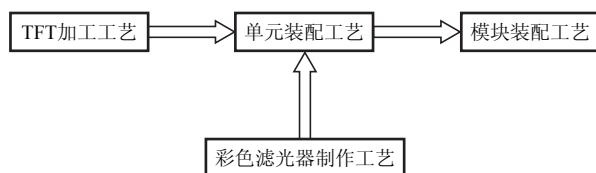


图 7.7 TFT-LCD 加工工艺流程

1. TFT 加工工艺

TFT 加工工艺是在下玻璃基板上形成 TFT 和电极阵列的工艺过程,采用五次相同的光刻工艺完成 TFT 的结构加工。每次工艺流程都由沉淀、刻蚀、清洗、检验等工序完成,如图 7.8 所示。

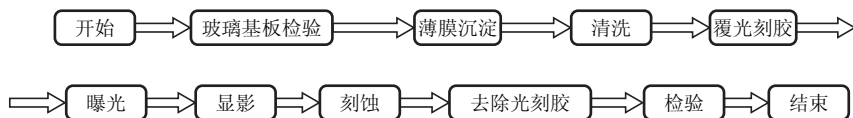


图 7.8 五种加工工序流程

第一次光刻加工工艺形成栅极线,构成原料为 Cr。第二次光刻加工工艺形成 SiN_x , $\alpha\text{-Si}$, $n+\alpha\text{-Si}$ 层,即“硅岛”。第三次光刻加工工艺形成 ITO 导电膜。第四次光刻形成源极和漏极,其构成材料也是 Cr,进行 $n+$ 切断,形成 TFT。第五次光刻加工形成 SiN_x 。这里涉及两项重要的工艺:清洗工艺和光刻工艺。

1) 清洗工艺

清洗是为了除掉玻璃表面的杂质和油污,通过化学药剂与有机溶剂与玻璃表面的杂质发生化学反应,然后用有机溶剂溶解杂质。除此之外还附加以加热、超声、抽真空等物理措施。最后用高纯度的水和去离子水冲洗干净。清洗的方法包括用有机溶剂清洗和用碱性溶液加超声波清洗,还可用中性清洗剂清洗。

2) 光刻工艺

光刻包括四个流程,其工艺原理和操作过程如下:

(1) 覆光刻胶。光刻胶的配比要能够满足抗腐蚀性要求和较高分辨率,其保存环境一般是在低温避光的条件下。

涂胶环境要洁净,温度在 $22\pm 3^\circ\text{C}$,湿度低于 60%。涂胶要求胶与玻璃表面黏附良好,不能有脱落现象;涂层厚度均匀,否则会在显影与刻蚀时出现图形缺陷;涂层表面状态要平整,不能有条纹或突起等缺陷。涂胶的方法有浸涂、甩涂、辊涂等,辊涂的涂覆质量较好,它通过胶辊将光刻胶均匀地涂在玻璃上。

溶剂未充分挥发,曝光显影时,未曝光的部分也会被溶掉或者使图形变形;如果烘烤时间过长或过热,会导致胶膜翘曲硬化,在显影时会显示不出图形或者留有底膜。

(2) 曝光。曝光是为了让胶膜受紫外光的照射部位发生化学反应,从而改变这部分胶膜在显影液中的溶解度。曝光的时间和强度要根据板的质量、光刻胶性质、光源强弱和光源到 ITO 玻璃的距离等因素来确定,一般曝光前要通过一张试片经显影后检查曝光效果再决定曝光条件。曝光要求:第一,掩膜板上机前要严格检查,板不能有缺陷,尤其不能有刮伤、污染等;第二,曝光定位必须准确,否则会影响后工序的进行;第三,操作过程中,板和玻璃都要轻拿轻放;第四,涂光刻胶的玻璃放置时间不能过长或被白光照射,否则应返工处理。

(3) 显影。显影是为了将感光部分的光刻胶溶除,留下未感光的部分得到所需的图形。有两种显影,一种叫化学显影或直接显影;另一种叫物理显影,实际上是溶剂物理显影,其影像效果是高密度、高反差。在显影过程中显影剂和显影时间是两个必须控制合适的量,控制好它们使影像的清晰度和分辨率加以折中。

(4) 刻蚀。刻蚀是用适当的酸液将无光刻胶覆盖的 ITO 膜腐蚀掉,得到相应的 ITO 电极

图形的工艺过程。酸液的要求是能腐蚀掉 ITO 膜，但不损坏玻璃和光刻胶。一般采用的是 HCl、HNO₃ 和水的混合液。刻蚀的温度和时间对刻蚀的效果影响很大。刻蚀速度太快难以控制，会造成过刻蚀，太慢则光刻胶抗蚀能力降低，容易造成溶胶现象。

2. 彩色滤光器组件玻璃基板加工工艺

滤光器组件玻璃基板的加工工艺是在玻璃基板上加工出如图 7.9 所示的结构。滤光器组件玻璃加工工艺主要工序或工艺的加工效果如图 7.10 所示。

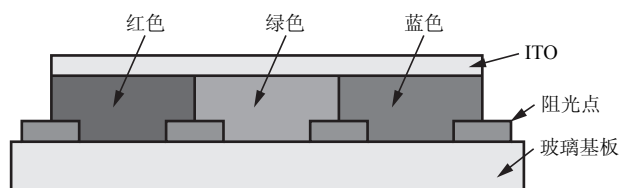


图 7.9 滤光器组件剖面图



图 7.10 滤光器玻璃基板组件形成过程示意图

滤光片上的黑色矩阵是由一些不透光材料制成的，通过阻光器加工工艺加工出来，并且通过流程图可以看出，这道工序是被安排在了加工工艺的开始阶段。该工艺流程中的光刻工艺与 TFT 的加工工艺基本相同。其加工原理和操作过程如图 7.11 所示。

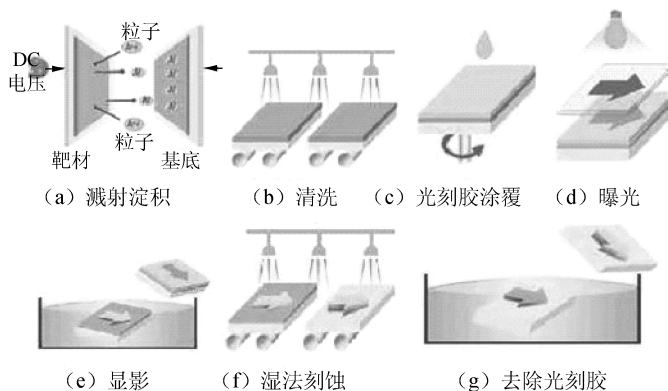


图 7.11 阻光器件加工和操作过程示意图

上述黑色矩阵器件加工完毕后将进行滤光器件加工，三基色滤光器分别通过三道光刻工艺完成。由于三种滤光器由不同颜色的光刻胶制成，因此该光刻工艺与前述的光刻工艺有所不同，它不包括刻蚀和除光刻胶工序。其具体的操作流程为：涂覆彩色光刻胶→曝光→显影→检验，各工序的原理示意图如图 7.12 所示。

滤光器加工完毕后，经过清洗和检测工序进入 ITO 淀积工艺，最后在滤光器层上覆上 ITO 形成滤光板的公用电极。大部分产品的滤光器基板和 TFT 基板在加工完毕后都要进行 TOP 膜的涂布和固化清洗。TOP 膜的涂布是在光刻工艺完成以后再做一次 SiO₂ 的涂布，这样做是为了覆盖住电极并把刻蚀区和非刻蚀区之间的沟槽填平。这样既可以起到绝缘的作用，



还能有效地消除非显示状态下的电极阴影，也有助于改善视角特性等。

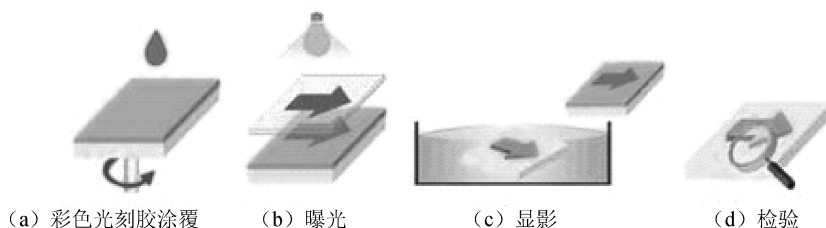


图 7.12 三色滤光器加工流程

对两块玻璃基板完成 TOP 层涂布并清洗后，就要进行液晶分子取向层的加工了，也就是进行取向排列工艺。整个流程包括涂取向剂、固化、取向纹路摩擦和清洗四个流程。下面逐一说明：

1) 涂膜和固化

涂膜是将取向材料的溶液均匀地涂抹于不同电极图形的制定位置上，然后预烘获得初步的固体膜。有三种涂膜方法：旋转涂膜、浸泡涂膜、凸版印刷，前两种现在都已经被淘汰了。凸版印刷法是使用印刷的方法将取向材料印刷到指定的范围内，它是一种选择性涂覆方法。印刷时先将去取向料的溶液加到转印版（ARP）上，用刮刀刮平，开动印刷滚筒将转印版上的溶液黏附在印刷用的图版上。当印刷筒开到工作台时，凸版的溶液就会印刷到含电极图形的玻璃上。涂布的取向剂一般都是聚酰胺酸溶液。

涂完取向剂后涂膜中含有很多溶剂，膜表面状态不平整，如果有灰尘或异物落到上面会破坏平整性，膜面与其他物体接触也会造成膜层的破坏。这时就要进行预烘，使涂层干燥，并且适当加热使膜表面平坦。预烘完成后还没有获得取向材料膜，继续提高温度加热一定的时间，脱水留下的固体层就是取向材料膜，最后加热这一步就是固化。

2) 取向纹路摩擦和清洗

在取向层上用绒布向一个方向摩擦，就可以在取向层上形成一定的取向。用包裹在旋转滚筒上的绒布对传送带或运动台面上的玻璃进行摩擦，调整玻璃基板的对角线和滚头间的角度可以实现不同扭曲角的扭曲排列。摩擦工艺上的调整主要包括滚筒转速的调整、传送带行进速度的调整和摩擦压距的调整。摩擦压距是指绒布与玻璃相接触的绒毛层的厚度，主要通过调整压距来调整摩擦强度。定义摩擦强度为

$$N_d = M \left(\frac{\omega \cdot r}{v} - 1 \right) \quad (7-3)$$

式中， M 是摩擦次数； r 是滚筒半径； v 是平台速度； ω 是滚筒转速。在摩擦中产生的与分子尺寸相当的沟槽尺寸对分子取向起关键作用。在该工艺中，除了对工艺技术的严格要求外，还要防止灰尘和静电的产生。除了摩擦获得取向的方法以外，还有常见的紫外光照射法等方法，这些方法的产生都是为了避免摩擦取向所产生的静电和灰尘等。

3. 单元装配工艺

单元装配是指将加工好的 TFT 玻璃基板和滤光器玻璃基板进行压合，对基板进行切割，在两块玻璃基板之间充入液晶材料并进行检验的工艺流程。

制盒是单元装配工艺的第一个环节，它是利用封接材料将两块玻璃基板对合并黏合在一起。由于 TFT 玻璃基板上喷有几微米尺寸的垫料，这就使上下玻璃基板间形成了一定厚度的间隙。制盒工艺中应特别注意以下几点：一、黏合时，对玻璃施加压力要适当，压力过大会

使垫料破碎破坏取向层；二、黏合过程中要保持上下玻璃的温度适中，这样就可以避免因冷热温差造成盒厚不均；三、黏合好的液晶盒因没有固化，黏结不牢，需要轻拿轻放。对位压合误差一般在 $\pm 5\mu\text{m}$ 之间。

切割工序中用到的设备是切割机和裂片机，切割机是精密的切割设备，它通过摄像系统把切割标记放大，由显示器显示出来，然后对它输入切割控制程序，使之能准确地把液晶玻璃分割成若干个小单元。

裂片机在玻璃基板切割完毕后，将玻璃定好位，然后输入控制程序，自动将切割好的玻璃基板分割成多块液晶盒。裂片机的原理是用裂片压条在有切割线的玻璃的背面施加一定的压力使玻璃发生微小的形变，玻璃沿切割线裂开。

在切割好液晶空盒和准备好液晶以后要灌注液晶和封口，其操作流程可以分为以下三步：

1) 真空除气

液晶空盒会吸附空气，液晶材料中也可能会混入空气或其他气体，而这些气体会影响显示性能和显示器的使用寿命。因此，必须对两者进行抽真空处理。对液晶空盒抽真空时要对液晶空盒加热，边加热边通过液晶空盒的封口抽气。在对液晶抽真空时，为了防止液晶的蒸发，要先对其适当地冷却，增大液晶的黏度，一边对液晶进行搅拌，一边进行抽真空处理。

2) 注入液晶

液晶的注入方法有两种，一种是针头式注入，另一种是浸泡式灌注。针头式注入是将液晶空盒抽成真空后，用针头沾上液晶放置在封口处，液晶完全覆盖封口处之后通过气压注入盒内。该方法的优点是用量省，缺点是灌注容易产生气泡。浸泡式灌注是将抽成真空的空盒倒置于充满液晶的海绵之上，充气后用外界气压充入液晶盒内。这种方法的优点是产生的气泡少，但液晶的用量较多。

液晶灌注完毕后对液晶盒进行封口，一般是用密封胶黏结封口，通过冷却的方法将密封胶带入封口内，通过紫外光或热的作用使其本身发生化学反应，形成牢固的封口。封口完毕后要对液晶盒进行检验，包括光台检测和电检测两部分。前者是在两片相互垂直或平行的偏光片之间的亮场和暗场的检验，从中挑出有取相差、内污等的废品。后者是通过对显示器施加电压，检验显示状态是否合格，其主体是电测仪。

4. 模块装配工艺

模块装配工艺是对已经制作好的 TFT 液晶显示屏装配偏光片，配上提供扫描信号和数据信号的驱动电路，以及组装有控制电路等 PCB 的集成电路模块，加上背光源，随后将这些零部件随同外框等组装成显示模块。组装完毕后对显示模块进行检验，不合格的进行修复处理，然后进行老化测试，最后终检封装出厂。其具体的工艺流程如图 7.13 所示。

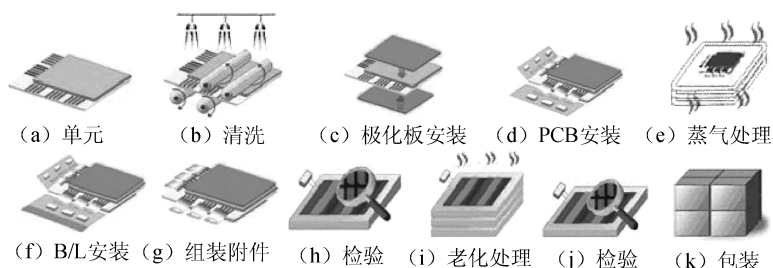


图 7.13 模块装配工艺流程



装配好极化板后就要进行液晶显示驱动电路的连接了。目前常采用的连接方法有带式自动组装 (Tape Automated Bonding, TAB) 技术和 COG (Chip On Glass) 组装技术, 前者主要用在小尺寸显示驱动电路的连接上, 后者主要用于大尺寸显示器上。此外, 还有 COF (Chip On Film)、COB (Chip On Board) 技术等, 图 7.14 给出了 TAB 和 COG 连接方式。

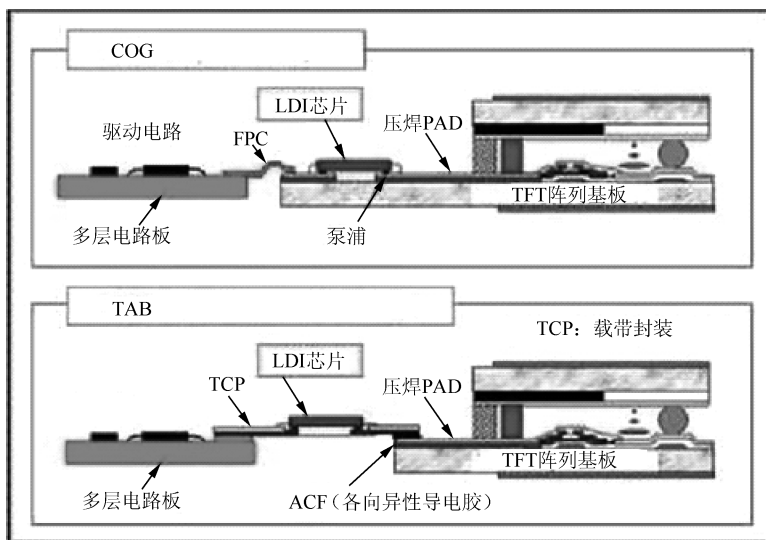


图 7.14 TAB 和 COG 连接方式

TAB 是裸芯片组装技术的一种, 它的优点是容易实现多引线的同时键合。在这种封装方式中, TFT 玻璃基板和驱动集成电路通过聚酰亚胺树脂胶片 (TCP) 连接。在聚酰亚胺树脂胶片上制备铜引线并由凸点与芯片和玻璃基板上的压焊点连接, TCP 与液晶显示屏的连接采用各向异性导电胶 (Anisotropic Conducting Film, ACF) 法。各向异性导电胶中含有不连续的导电粒子球, 将涂有各向异性导电胶的基板焊接上凸点芯片后, 适当加热、加压, 电极间导电粒子被压, 与上下凸出的压焊点接触, 使凸点金属平面通过导电粒子球压在基板的压焊点上, 而无凸出压焊点的部位压缩, 导电粒子四周仍被绝缘胶包围, 无法形成连续的导电通路。同样, 其他方向上 (平行于基板方向) 因无连续的粒子球而不会导电。因此, TAB 技术是一种既可以实现高密度的垂直于 TCP 平面的导电连接, 又能保证平行于胶片方向绝缘的各向异性导电的连接方式。同时由于在 TCP、芯片和玻璃基板制备的凸出金属压焊点的面积只需要 $50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$, 间距可以减小到 $50\mu\text{m}$, 凸点厚度只有 $20 \sim 30\mu\text{m}$, 这就使得 TAB 的封装密度远大于常规封装方式, 适合于多引线封装。又由于凸点接触是一种面接触, 使其互连强度比常规键合法高 $3 \sim 10$ 倍, 大大提高了互连的可靠性。而且无论待连接的引脚数多少, 均可实现互连的一次完成, 因此, 极大地提高了互连速度。图 7.15 给出了 TCP 与液晶显示屏的各向异性导电胶法的连接方式。

COG 是一种从 TAB 的基础上发展起来的封装方式, 其基本技术和 TAB 相似, 主要差别在于在 COG 中集成电路芯片直接和玻璃基板实现互连, 所以 COG 省掉了 TAB 中的 TCP。此外, 由于芯片的线路很细, 对 IC 绑定区的洁净度要求很高, 故 COG 制程在 ACF 贴附之前要进行紫外线清洗。

驱动电路连接完成之后要先检验组合完的液晶面板的完善性, 对合格者下面就要进行背

光源的装配和装框，随后要进行显示器的老化测试，在通电和高温状态下检验出品质不良的产品，最后就可以进行包装和出货了。

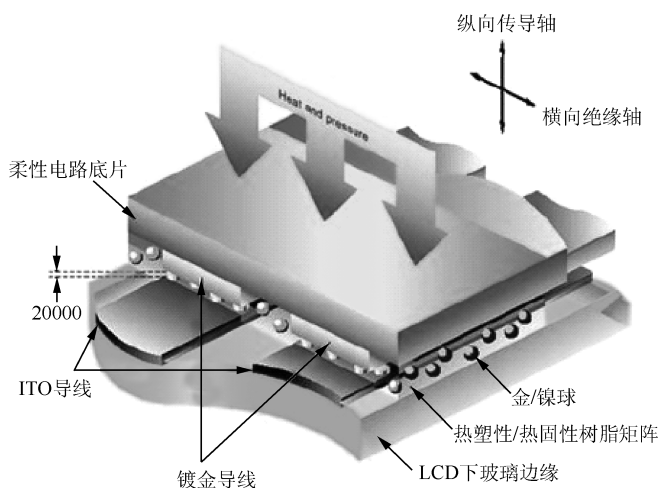


图 7.15 ACF 连接方法

7.2.4 液晶显示器的性能及光学特性

液晶显示器件的性能包括：

(1) 光利用率（透过率或反射率）。液晶本身不发光，要利用背光源（或环境光源）发出的光来实现显示，因此液晶显示器的光利用率就成为一个最重要的性能指标。对于透射式液晶显示器，在普通亮度的环境下，亮度需要达到 500nit (cd/m^2 ，坎德拉每平方米) 以上。对于普通黑白 TN 液晶显示器（无彩色滤色膜），由于使用了两个偏光片，光的利用率约为 36%，再考虑到背光散射板和界面反射等情况，实际光利用率小于 30%；而对于彩色液晶显示器（目前常用彩色滤色膜来实现），光的利用率再降低 2/3，只有不到 10%，因此需要背光源发出的光强度很高，这就意味着液晶显示器的功耗增大。对于反射式液晶显示器，由于要利用环境光源发出的光，所以对反射率的要求更高，通常使用的也只是黑白显示。对于白纸，光的反射率约为 70%，因此纸上的黑字看起来很突出，而像单偏光片的反射式液晶显示器，光也要通过偏光片两次，因此反射率最高也就是上面提到的 36%，这也就呈现出灰白的背景，然后上面的黑字看起来自然不能够非常清晰。目前，也有采用各种提高背光源光利用率的方法，如采用布儒斯特角（Brewster Angle）效应的散射棱镜替代现有背光散射板和起偏器的方法，利用胆甾相液晶的选择反射效应的反射式偏光片方法，采用金属线栅和反射片的方法等。不采用偏光片的反射式液晶显示器可以提高反射式 LCD 的反射率，如胆甾相液晶显示器、聚合物分散胆甾相液晶显示器和宾主效应的液晶显示器。

(2) 对比度。对比度是各种显示器的重要参数。一般对比度定义为亮态和暗态的亮度之比，眼睛可以看清楚对比度为 3 以上的图形显示，这也是对普通液晶显示器的最低要求。对于高档液晶显示器的最低要求为直视方向 1 000 以上，斜视方向为 10 以上。对比度的数值取决于亮态亮度和暗态亮度，通常背光源在驱动过程始终处于一个亮度，这时候液晶显示器的对比度就为液晶器件本身的开态和关态的透光率比值，而对于液晶显示器本身而言，要想达到 1 000 以上的对比度是比较困难的。人们开发了动态对比度控制技术，也就是背光源的动态亮度控制技术。这种技术要求背光源为点阵式 LED 等，可以根据实际背景的不同来调整区



域的背光源亮度，这样就使得亮态的区域有更高的亮度，而暗态的区域表现更低的亮度，从而获 1 000 000 以上的对比度。

(3) 视角特性。视角特性也是液晶显示器的独特问题，对于发光型显示器，因为发出来的光朝向各个方向，因此没有视角问题。液晶显示器由于是调制背光源发出的光以及使用了两个偏光片，从而使得液晶显示器在不同倾斜角度来观看时，具有不同的显示效果。不同的液晶显示模式具有不同的视角范围，人们通常采用相位补偿膜来提高可视视角。另外与视角特性相关的还有彩色偏差，也就是不同角度来看显示器，显示器上的图像的颜色变化。通常也是通过相位补偿膜在提高可视视角的同时，来解决彩色偏差问题。对于普通的 TN 液晶显示器来说，很难同时解决视角特性和彩色偏差，因此就必须采用本身具有宽视角特性的液晶显示模式加补偿膜来获得极佳的视角特性，使用共面转换 (In-Plane Switching, IPS) 液晶显示模式加双轴补偿膜方法，来提高对比度和视角特性，可令彩色偏移降到很低。

(4) 响应时间。响应时间是对亮暗转换速度的时间标度。对于发光型显示器，发光时间差不多都在微秒量级，也就是用光脉冲方式来显示，可以实现显示亮度很高，而且响应速度极快。对于液晶显示器来说，由于要依靠液晶材料的旋转来调控光的透过率（或反射率），这也就是说，液晶的旋转速度决定了液晶显示器的响应时间。采用不同的液晶显示模式，所能得到的响应时间也不同。普通 TN 液晶显示模式的响应时间通常在 10ms 量级，满足以静态图像显示为主的液晶显示器的要求。对于动态图像显示（视频显示）来说，要求显示器的响应时间要少于 10ms，采用过驱动技术可将灰度级间的响应时间降低到 10ms 以下，但还需要进一步优化液晶材料和器件结构，特别是新的器件原理，将响应时间继续降到 6ms 以下，甚至要达到 1ms 以下，这样才能使液晶显示器在实现视频显示的时候具有非常好的动态效果。

液晶显示器也具有其独特的光学特性。众所周知，一束自然光通过晶体方解石会分解为两束光。一束为寻常光 (o 光)，它遵循折射定律；另一束为非常光 (e 光)，它不遵循折射定律。同单轴晶体一样，一致取向的向列型液晶和大多数近晶相液晶也存在一个光轴，在这个方向入射的自然光不发生双折射现象。对向列相液晶和近晶相液晶来说，一般都是光学正性的，也就是指 $\Delta n = n_e - n_o$ 。液晶的折射率是波长的函数，图 7.16 给出的是在 25.1℃ 时的 5CB (4-正戊基-4'-氰基联苯) 的 n_o 和 n_e 随波长的变化关系，很明显就可以看出来，随波长的增加两种折射率是减小的。

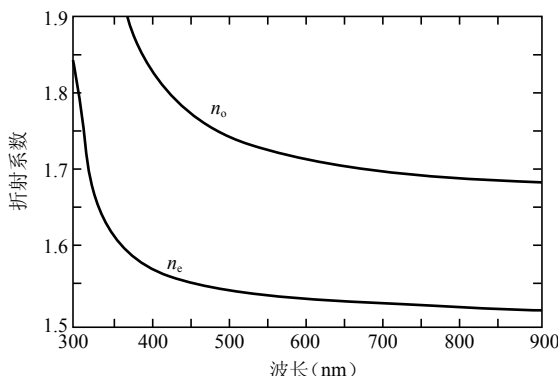


图 7.16 5CB 在 25.1℃ 的 n_o 和 n_e 在可见光波长附近的色散曲线

同时，液晶的折射率随温度的变化也很灵敏。如图 7.16 所示，列出了三种波长光的折射率随温度的变化的函数关系。如光波波长为 $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ 的 n_o 和 n_e 随温度的增加， n_e 减小，而

n_o 却增大, 当达到 5CB 的 N-I 相转变温度后 (35.3°C), 两者重合在了一起。

液晶中的双折射现象比较难观察。主要是因为很难将均匀取向的液晶做厚, 两束光线的分裂不容易观察到, 但我们可以采取一定的措施去测量双折射率的大小。比较简单的方法是干涉色法和 $1/4$ 波片法, 它们都是用偏光显微镜中插入石英楔数干涉级数, 然后对照图表来测量光程差, 不同之处在于 $1/4$ 波片的快轴与起偏器的透光轴方向一致。相比较来说, 用第二种方法所得的测量结果会更精确。液晶的双折射率比较大, 它是液晶显示的一项重要参数。

7.3 等离子体显示器 (PDP)

随着以计算机、通信为核心的信息网络的普及, 以及移动信息终端产品市场的迅速扩大, 作为视频界面的显示器展现出良好的市场前景, 成为最令人瞩目的电子产品领域之一。综观显示器的发展历史, 从笨重的 CRT 发展到今天的各种显示器件, 如 LED、LCD、FED 等, 功能各异、品类繁多。可以预见重量轻、厚度薄、亮度更亮、色彩更丰富、对比度更佳、分辨率更高、价格更低廉、更具人性化等特点一定代表着未来显示技术的发展方向。新型平板显示器件 (FPD) 代表了这一发展趋势, 而等离子体显示屏 (Plasma Display Panel, PDP) 由于具有易于实现大屏幕、显示效果好、无辐射等优点, 而日益受到世界各国的关注, 目前它被认为是未来最有发展前途的显示器之一。

通俗地讲, 等离子体显示屏就是利用气体放电发光进行显示的平面显示板。可以把它看作由无数的亚毫米级的小荧光灯管阵列起来, 用复杂的电路来驱动的一个大显示屏, 一个小荧光灯管就相当于等离子体显示屏的一个显示像素。等离子体显示屏的每个显示像素都是由多个相同构造的可以发射出紫外光 (UV) 的基本放电单元来组成的, 放电单元内的气体开始放电发射出紫外光, 紫外光线通过放电单元内覆盖的三基色荧光粉转化为可见光, 再通过一系列复杂的电路驱动, 就可以显示出各种彩色图像了。交流等离子体显示屏 (AC-PDP) 的每个放电单元中产生的等离子体, 都是介质阻挡放电 (DBD) 在混合稀有气体的组分中形成的气体放电。

等离子体显示屏的技术最近几年得到了飞速的发展, 现在它们的图像质量已经可以和阴极射线管 (CRT) 的图像质量相媲美, 最大的屏幕尺寸已经超过 80 英寸, 而且一些屏幕也达到了高清晰度的显示分辨率。但是, 等离子体显示器的性能及成本过高, 只有依靠在生产步骤方面不断降低生产成本, 在技术上不断有新的研究成果来投入生产, 等离子体显示器才会在平面显示器的竞争中获胜。

7.3.1 等离子体的产生及等离子体显示器的发展历史

在实验室中, 有很多方法和途径可以产生等离子体, 如气体放电、激光压缩、射线辐照及热电离等, 但最常见和最主要的还是气体放电法。气体放电可以分为电晕放电、辉光放电和电弧放电。按照驱动形式划分, 又可以分为直流放电、射频放电和微波放电。

典型的直流辉光放电是在一密封的石英玻璃中充满待要放电的气体, 插入两个金属电极, 在两个电极上加以高压, 使得气体发生击穿放电, 形成辉光放电。直流辉光放电装置的优点是结构简单, 造价低。但是它的电离度较低, 电极容易受到带电粒子的轰击, 使电极的使用寿命缩短, 同时溅射出来的原子将对等离子体造成污染。

射频放电是在薄膜合成工艺和集成电路制备工艺中最常用的一种放电类型。放电的频率



一般在兆赫兹以上,目前国际上常用的射频放电频率为 13.56MHz。这种放电可以产生大体积的稳态等离子体。根据电源的耦合方式的不同,射频放电可以分为电容耦合型和电感耦合型;根据电极放置的位置,又可以分为外电极式和内电极式,外电极式又称无极式。

微波放电是将微波能量转换为气体分子的内能,使之激发、电离以产生等离子体的一种放电方式。在微波放电中,通常采用波导管或天线将由微波电源产生的微波耦合到放电管内,放电气体存在的少量初始电子被微波电场加速后,与气体分子发生非弹性碰撞并使之电离。若微波的输出功率适当,便可以使气体击穿,实现持续放电。由于这种放电无须在放电管中设置电极而输出的微波功率可以局地地集中,因此能获得高密度的等离子体。

在 20 世纪 50 年代早期,等离子体放电技术就开始被应用于信息显示器技术:Burroughs 运用阴极辉光放电技术开发出了数字指示管。1966 年美国 Illinois 大学 Coordinated Science Laboratory 的 Biter 和 Slottow 将横向排列的线电极和纵向排列的柱电极组合成显示阵列,通过在选定特定的像素处用气体放电来发出光以达到显示的目的,并在每个像素之间加上连续的电容阻抗,这就导致了交流等离子体显示屏的出现。随后,荷兰飞利浦公司的波依尔发明了直流等离子体显示屏。此后,等离子体显示屏的研究开始急剧发展,在显示技术领域得到了广泛的应用。

一开始的等离子体显示屏是单色显示器,利用了 Ne-Ar 混合气体的 Penning 效应来放电产生发射光。这种显示器主要用于各种专业技术领域和军事研究中,用来显示一些复杂的技术信息。彩色等离子体显示屏的研究开始于 20 世纪 80 年代,第一台商业化的彩色显示器出现在 90 年代后期。在彩色等离子体显示器中,混合气体(Xe-Ne 或者 Xe-Ne-He)发射出 UV 光子,UV 光子会激发荧光粉产生三原色。因此每个像素都是由几个微放电单元组合成的。最近几十年期间,等离子体显示器的各种设计结构不断出现。在 90 年代末期,最终形成了三大结构设计概念:交流矩阵对向放电型(ACM)结构、交流共面放电型(ACC)结构和直流脉冲存储型等离子体显示屏。

相对来说,交流等离子体显示屏的技术现在得到了巨大的发展。第一台彩色显示器出现在 20 世纪 90 年代早期,大约只有不到 1lm/W 的发光效率,对比度也很低。在 2003 年,市场上商业化的等离子体显示屏的发光效率一般都达到了 1~2lm/W,而在实验室里的发光效率更高一些,可以达到 2~3lm/W。42~63 英寸的等离子体显示屏,亮度也在 500~700cd/m²之间;宣称的对比度在黑暗的视觉环境中达到 3 000:1,在明亮的可视环境中可以达到了 120:1;等离子体显示屏的报道寿命也达到了 30 000h。

7.3.2 等离子体显示器的分类及 AC-PDP 的工作原理

等离子体显示器技术是利用氦、氖、氮等混合气体在密闭空间加压放电产生等离子体生成紫外线使荧光屏成像的技术。以两块玻璃作为基板,相隔一定间距,四周经气密性封接形成放电空间。放电空间内充入氦、氖、氮混合气体作为工作介质。在两块玻璃基板的内侧面上置有金属氧化物导电薄膜作为激励电极。当电极上加上电压,放电空间内的工作介质氦、氖、氮混合气体便发生等离子体放电现象。气体等离子体放电产生紫外线,紫外线激发荧光屏,荧光屏发射出可见光,显现出图像。当使用涂有三原色(也称三基色)荧光粉的荧光屏时,紫外线激发荧光屏,荧光屏发出的光则呈红、绿、蓝三原色,实现彩色显示。一套 PDP 系统由两部分组成:等离子体显示屏和电路系统,它们是紧密不可分割的一个整体。

本节以三电极表面放电型 AC-PDP 为例,介绍 AC-PDP 的结构和基本工作原理,以及在

ADS（寻址扫描分离）驱动方式下的灰度显示原理等。在此基础上，简单介绍彩色 AC-PDP 的显示电路系统的总体结构及工作过程。

1) PDP 的分类

彩色 PDP 根据其结构和工作方式的不同，主要可分为电极覆盖有介质的交流型（AC-PDP）和电极暴露于放电空间的直流型（DC-PDP）两大类，如图 7.17 所示。直流型 PDP 工作时，在电极之间施加单向的脉冲信号，引起气体放电，激发荧光粉发光。它的优点是对比度高，色彩较好，驱动电路也比较简单。但是它的亮度较低，而且其电极直接与气体接触，放电时会受到带电粒子的轰击，电极极易老化，器件的使用寿命短，实际中应用得较少。

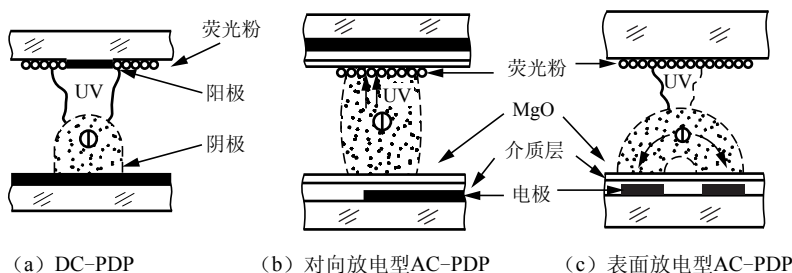


图 7.17 DC-PDP 和 AC-PDP 的放电示意图

交流型 PDP 的电极上覆盖有一层介质，电极不与气体直接接触，有效地延长了器件的使用寿命。同时，交流型 PDP 发生气体放电时，产生的正负粒子会在电场的作用下分别向两个电极运动，积累在电介质的表面上形成壁电荷，从而具有记忆性，可以方便地进行维持放电。由于 AC-PDP 具有上述的记忆特性和寿命长等优点，因此，目前大多数 PDP 生产厂家都是生产和研制交流型结构。

交流型的 PDP 根据电极结构的不同，又可分为单基板型和双基板型两种类型。双基板型 AC-PDP 的维持电极正交分布在上下两个基板上，气体放电发生在两个基板之间，因此又被称为对向放电型 AC-PDP。由于气体放电产生的带电粒子在电场的作用下会轰击涂覆在基板上的荧光粉，使荧光粉加速老化，影响了器件的寿命，双基板 AC-PDP 在实际产品中应用较少。单基板型 AC-PDP 又称为表面放电型 AC-PDP，它的两根维持电极平行地位于同一基板上，气体放电就发生在此基板的表面，而荧光粉则涂覆在另一基板的表面。放电过程中产生的带电粒子被电场束缚在维持电极基板附近，减少了对荧光粉的轰击，延长了显示屏的使用寿命。由于单基板型 AC-PDP 具有结构简单、易于制作、放电效率高等优点，现在已经成为 PDP 产品的主流。以下的讨论将围绕这种表面放电型 AC-PDP 进行。

2) 表面放电型 AC-PDP 的结构和工作原理

图 7.18 所示是三电极表面放电型 AC-PDP 显示屏的放电单元结构。在两块平行的玻璃基板上，有三根电极分别嵌于这两个基板内。在前基板内有相互平行的 X 和 Y 两种维持显示电极，维持显示电极由透明电极和金属电极组成，透明电极使单元发出的光不会被遮挡而影响发光效率，从而影响亮度。金属电极使导电的电阻减小，从而减小在导电电极上的电压降。电极被介质层所覆盖，在介质层上面镀有一层 MgO 保护膜；在后基板上，和维持显示电极相正交的方向上做有寻址电极 A，沿着每一寻址电极的平行方向上，在寻址电极的两侧做有障壁，寻址电极在障壁的中间，在每相邻的三个障壁之内，分别涂有红、绿、蓝三种不同颜色的荧光粉。障壁的作用就是将这三种不同的发光显示单元分离开来，防止相互串扰。两个基板之间由相互平行的障壁分离开来的空间即为放电空间。在了解了显示屏的立体结构后，下



面来介绍整个屏的平面显示结构。

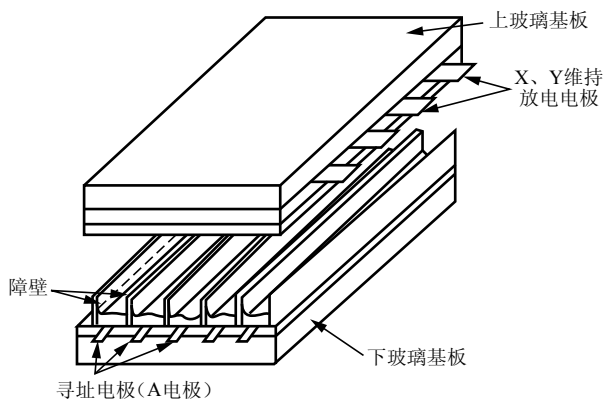


图 7.18 三电极表面放电型 AC-PDP 显示屏的放电单元结构

整个显示屏的电极分布结构如图 7.19 所示，显示行由相邻间距较小的维持 X 和 Y 电极组成，由 X 电极和 Y 电极以及后基板两个障壁之间形成的空间称为一个显示单元 (cell)。相邻维持电极间距较大一些的空间形成非放电空间，这是为了防止在 A 电极方向上相邻放电单元之间的串扰，同时障壁也防止了放电单元在 A 电极垂直方向上的串扰。在图 7.19 中，因为所有 X 电极都接在同一个驱动电压上（寻址扫描分离（ADS）驱动方式），所以所有的 X 维持电极都可以连在一起通过一个公共端引出。由于 Y 是逐行扫描的（在后面的工作原理中将会介绍），因此各 Y 维持电极都是独立引出的，每一根维持电极 Y 对应扫描驱动 CI 的一个输出端；寻址电极 A 和它们正交排列，而且各寻址电极上下交替分开引出并由寻址 C1 驱动。在电极结构中，X 电极的作用是提供一个维持电压，完成放电单元的放电维持，Y 电极对屏进行逐行扫描并与 X 电极维持放电单元的放电。A 电极按照传送图像数据信号，从而将图像在显示屏上显示出来。

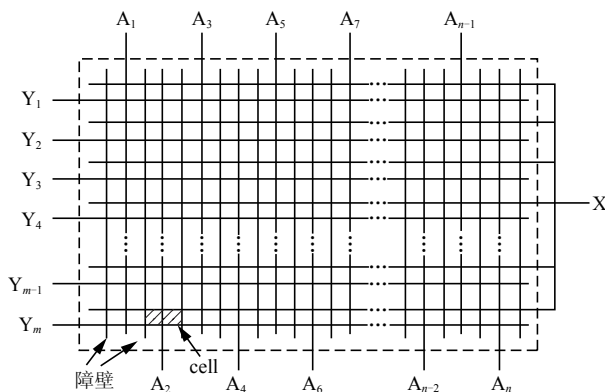


图 7.19 三电极 AC-PDP 电极平面图

在 PDP 的放电单元中充有含 Xe 的二元气体（如 Ne-Xe 混合气体）或三元潘宁混合气体。其发光原理与日光灯的发光原理相同，都是在真空玻璃中注入惰性气体或水银气体，再利用加电压方式，使气体产生电离效应而放出紫外线（UV 光），此紫外线照射到涂在玻璃管壁表面上的荧光粉时，荧光粉就会被激发出可见光，而可见光的颜色则由荧光粉的种类所决定。图 7.20 所示是三电极表面放电型 AC-PDP 的工作原理图。

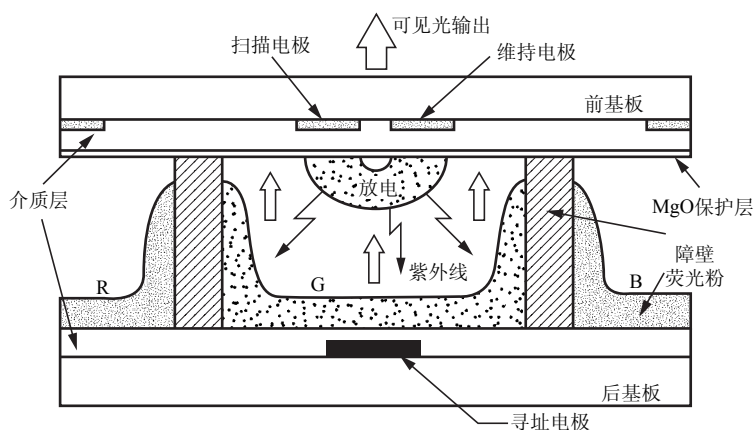


图 7.20 三电极表面放电型 AC-PDP 的工作原理图

在彩色 PDP 中，不同的平板结构具有不同的驱动方式，现今主流的 PDP 显示结构和驱动方式是寻址与显示分离的驱动技术（ADS）。在这种驱动方式中，每场图像又分为八个子场，其子场的驱动波形如图 7.21 所示。在每个子场中工作过程可分为三个部分：复位期（准备期）、寻址期和维持期。准备期的作用是使全屏的所有放电单元达到一致状态，为寻址做好准备；在寻址期，对全屏进行顺序扫描，为所要点亮的单元积累壁电荷；维持期是在全屏同时进行的，使在寻址期积累了壁电荷的单元进行维持放电发光。

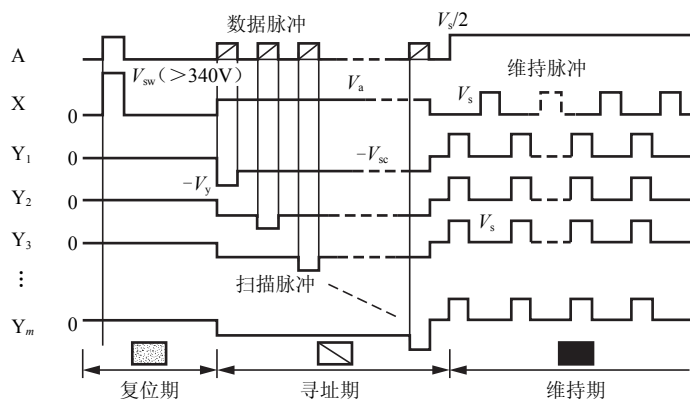


图 7.21 PDP 的子场驱动波形

在准备期开始时，三个电极的电压都为零。首先在 X 电极加上幅度远大于 X、Y 电极间着火电压的全屏写脉冲，使 X、Y 电极间发生强放电，并在两电极上分别积累正负壁电荷。在全屏写脉冲的下降沿，由于强放电产生的壁电荷形成的壁电压仍大于维持电极间的着火电压，所以 X、Y 电极之间又发生放电（自擦除放电）。而此时 X、Y 和 A 三个电极的电压都为零，此放电使壁电荷大都被中和掉了，全屏达到一致的状态，为寻址期做好了准备。

进入寻址期，在 Y 电极上加负的扫描脉冲，对所有显示行依次进行扫描。具体到某一行，当扫描脉冲扫描到该行时，依据图像数据给该行要点亮的像素单元所在列的寻址电极加上正电压脉冲，不点亮的则加 0V。在要点亮的单元中，由于寻址脉冲的作用，该单元放电，从而在维持电极上积累了壁电荷，这些壁电荷足以保证后面维持期维持放电的进行。而对于不点亮的单元，由于未进行寻址放电，所以单元内也就不会有壁电荷的积累，在维持期不会发生放电。



当所有的显示行完成扫描后,进入维持期。维持期的一个维持周期是首先在 X 电极上加 0V,在 Y 电极上加下维持脉冲,由于要点亮的单元在寻址期已经积累有壁电荷,壁电压与维持脉冲电压的叠加大于 X、Y 电极间的着火电压, X、Y 电极之间就发生气体放电,激发荧光粉发光。同时,放电使壁电压的方向发生反转,在下一个维持周期, Y 极加 0V, X 极加正维持脉冲,与反相后的壁电压相加,维持放电又得以进行。重复前面的过程,就可以使屏一直处于点亮状态。图 7.22 所示是在一个子场内单元的发光过程。注意到图中以及驱动波形中,在维持期时,寻址 A 电极上的电压为电极 X、Y 电极上电压之差的一半,这样 A 电极对正负离子的吸引力相同,使得 A 电极上的荧光粉不会遭到离子的轰击,提高了显示器的使用寿命。

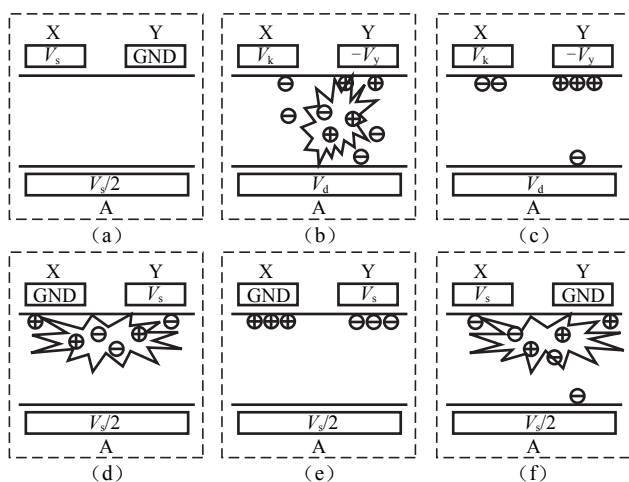


图 7.22 AC-PDP 单元的放电工作过程

在图 7.22 (a) 中没有壁电荷时维持电压小于击穿电压,因此不能产生放电电流。在寻址期内,当数据脉冲加于寻址电极时,数据电极与扫描电极的电压差 ($V_d - V_y$) 大于气体的击穿电压而产生放电电流,如图 7.22 (b) 所示;由于在 X 电极和 Y 电极间存在电压差,因此在放电期间,产生的电荷逐渐累积在电极的介质层上并使得 X、Y 电极之间的电压差不断地减小并最终使得放电停止,如图 7.22 (c) 所示;在维持时期,加在 X、Y 极上的电压与壁电压产生的电压相叠加,使得 X、Y 电极的电压差再一次大于气体的击穿电压而产生放电,如图 7.22 (d) 所示;随着放电的进行,在 X、Y 电极上的壁电荷产生的电压差与加在 X、Y 电极的外加电压相等,放电停止,如图 7.22 (e) 所示;当维持电压反转时,产生下一次的放电动作,如图 7.22 (f) 所示(注:图 7.22 中的 V_k 对应于图 7.21 中的 V_a)。

7.3.3 等离子体显示器的特性和应用

PDP 最突出的优势是易于实现大屏幕平板显示。由于 PDP 具有简单的结构,发光单元数量的增多即可实现屏幕的增大,而不会有显示亮度的损失。PDP 显示器易于与大规模集成电路联合,体内零部件任凭拆卸,工艺方便易行,结构更加简单,适合现代化大批量生产。

除此之外,相比 CRT 和 LCD, PDP 具有更高的技术优势:

1) 与直视型 CRT 显像管相比

PDP 具有高亮度、大视角、全彩色和高对比度的特点,图像更加清晰,色彩更加鲜艳,感受更加舒适,效果更加理想,令 CRT 无法比拟; PDP 显示器的体积更小、重量更轻,而且

无 X 射线辐射；由于 PDP 各个发光单元的结构完全相同，因此不会出现 CRT 显像管常见的图像几何畸变；PDP 屏幕亮度非常均匀，没有亮区和暗区，而不像 CRT 屏幕中心的亮度比四周亮度要高一些；由于 PDP 的显示不需要借助于电磁场，因此不会受电磁干扰，具有更好的环境适应能力；PDP 可以增加电磁屏蔽设计，能够防止辐射，对眼睛几乎没有伤害，更有效地呵护人的健康，具有良好的环保特性；PDP 屏幕不存在聚焦的问题，因此完全消除了显像管某些区域聚焦不良或散焦的顽症；不会产生显像管的色彩漂移现象，而表面平直也使大屏幕边角处的失真和色纯度变化得到彻底改善。

2) 与 LCD 液晶显示屏相比

PDP 显示亮度高，屏幕亮度高达 $600\sim 900\text{cd}/\text{m}^2$ ，因此可以在明亮的环境下，让人心情愉快地欣赏大画面的视讯节目；PDP 色彩还原性好、灰度丰富，能提供格外亮丽、均匀平滑的画面；PDP 对迅速变化的画面响应速度快；PDP 视野开阔，能提供格外亮丽、均匀平滑的画面和前所未有的更大观赏角度；PDP 的机械强度较高，更加适合公共信息显示，如飞机场、火车站、展示会场、企业研讨、学术会议等。

3) 与背投电视相比

PDP 体积小、重量轻、无辐射；不存在背投彩电普遍存在的闪烁现象和图像几何变形。另外，PDP 具有丰富和友好的输入接口，可接驳市面上几乎所有的信号源，功能可以像多媒体电脑一样。可接收电源、电脑、摄像机、投影机、VCD、DVD、HDTV 等各种信号源，还可以在将来收看数字电视、上网、接收卫星电视。

7.4 有机电致发光显示器

OLED 即英文 Organic Light Emitting Diode 的缩写，中文译为有机发光二极管。近年来，已经成为平板显示领域研究的热点。

1957 年，美国 Eastman Kodak 公司的 C. W. Tang 和 VanSlyke 对有机 EL 做了开创性的工作，引起世界工业界和科技界的广泛重视。之后，各种新型的有机材料被开发出来，多种器件结构相继建立，比如白光 OLED、透明柔性 OLED、全彩 OLED。

近年来，有机电致发光领域得到了工业界和学术界的大量投入，并取得了令人瞩目的成就，世界各大公司和研究机构，如美国的 Kodak、Uniax、Dupont、IBM、Dow 化学公司，日本的 Pioneer、Sanyo、Seiko-Epson、Iemitsn、Koson，荷兰的 Phihps，德国的 Hoechst，韩国的 Samsung、LG 等许多大公司也把有机电致发光显示器作为下一代实用化平板显示器加以开发。令人欣慰的是，我国的 OLED 技术也在不断地发展，已经可以参与国际竞争。

7.4.1 有机电致发光显示器的发展历史

1963 年，Pope 等人以电解质溶液为电极，在蒽单晶两侧加 400V 直流电压时，观察到了蒽的蓝色电致发光。随后，Helfrich 等人对蒽单晶的电致发光做了进一步研究。由于电解质溶液电极制作工艺复杂，1969 年，Dresner 等人在有机 EL 器件中引入了固体电极。这些早期的有机 EL 器件，单晶难于生长，驱动电压很高 ($400\sim 2\,000\text{V}$)，几乎没有实际用处，但这些早期研究建立了对有机电致发光的全过程的认识：①电子、空穴从阴、阳极注入；②载流子复合；③复合产生的激子通过辐射完成能量衰减。

1973 年，Vityuk 等人以真空沉积的蒽薄膜替代了单晶。1982 年，P. S. Vincett 等人使用铝



和金作为阴极和阳极, $0.6\text{ }\mu\text{m}$ 的超薄膜作为发光层制作了有机 EL 器件, 驱动电压大大降低 (30V 左右), 但是那时的器件寿命还很短, 发光效率很低。

真正使 OLED 获得划时代的发展是在 20 世纪 80 年代。1987 年, 美国 Eastman Kodak 公司的 C. W. Tang 等人以空穴传输效果较好的芳香二胺作为空穴传输层, 8-羧基喹啉铝作为发光层, 以透明的 ITO 导电膜和镁银合金分别作为阳极和阴极, 制作了双层薄膜夹心式绿光 OLED, 其驱动电压低于 10V , 发光效率为 1.51lm/W , 发光亮度高达 $1\text{ }000\text{cd/m}^2$ 。这种超薄平板器件以其高亮度、高效率 and 低驱动电压等优点引起了人们的极大关注, 可以说是 OLED 器件发展的里程碑。随后, 日本九州大学的 C. Adachi 等人在器件中引入了电子传输层作为三层夹心结构, 进一步降低了驱动电压并提高了器件的发光效率。

1990 年, 英国剑桥大学 J. H. Burroughs 等人首次用聚合物材料对苯乙炔 (PPV) 薄膜作为发光层制作了单层薄膜夹心式聚合物 LED (PLED), 所得器件的开启电压为 14V , 得到了明亮的黄绿光, 量子效率约为 0.05% 。Burroughs 的工作还确认了电致发光来自于单线态的激子的辐射衰减。

1993 年, N. C. Greenham 等人在两层聚合物间插入另一层聚合物实现载流子匹配注入, 发光量子效率提高了 20 倍, 这不仅拓宽了对 OLED 器件机制的理解且预示着 OLED 开始走向产业化。

之后, 各种新型的有机材料被开发出来, 多种器件结构相继建立, 比如白光 OLED、透明柔性 OLED、微显示器 OLED、自组装技术制作的 OLED、多色 OLED 等。德国的 Novaled 公司报道了借用无机半导体掺杂的概念, 制作了 P-I-N 型高效 OLED 器件, 其在 $1\text{ }000\text{cd/m}^2$ 的亮度下, 流明达到 110lm/W 。

在提高有机电致发光二极管的同时, 有机电致发光显示器也获得了飞速的发展。1995 年, 日本先锋公司率先报道了单色绿光 256×64 点阵的 OLED 显示器, 并于 1997 年成功用于汽车面板。为了实现大面积彩色 OLED 显示器, 人们采用了有源驱动技术, 首先是单个非晶硅薄膜晶体管 TFT 驱动, 再到多晶硅 TFT 驱动, 为了获得均匀的发光, 又研究了二个 TFT、三个 TFT、四个 TFT 驱动方式。先锋公司于 1999 年展示了有源矩阵驱动 5.2 英寸全彩色 1/4 VGAAM-OLED。2000 年, 柯达与其合作伙伴日本三洋公司采用低温多晶硅薄膜驱动有机电致发光显示器, 制成了 5.5 英寸全彩色 VGAAM-OLED, 该器件仅有一个硬币厚, 功耗是相同尺寸 AMLCD 的一半, 成本只有其 75%。2001 年, SONY 又推出 13 英寸全彩色 AM-OLED, 东芝公司首次采用喷墨印刷技术制作成功 2.8 英寸全彩色聚合物 AM-OLED。其他如荷兰 Philips、美国 UNI、杜邦、Sharp、Motorola 等也都把有机电致发光显示器作为下一代实用化平板显示器加以开发。另外, 随着 OLED 器件的开发, 世界各大公司和研究机构正在全力以赴形成各自的专利技术。OLED 是从外量子效率小于 0.1% , 寿命仅为几分钟开始发展起来的, 目前已发展到最大发光亮度超过 10^6cd/m^2 , 发光效率达 15lm/W , 量子效率为 8% , 工作寿命为 $10\text{ }000\text{h}$ 。

目前, 全世界已有上百家公司和研究机构投入 OLED 的研发和生产, 使得该领域竞争异常激烈, 不断有各种 OLED 产品问世并推动 OLED 技术迅速向前发展。柯达公司已经有成熟的、高清晰 OLED 产品用于其数码相机上, 并于 2002 年与日本三洋公司合资建立了工厂, 在 2005 年年底其 $550\text{mm}\times 670\text{mm}$ 尺寸显示器能力达每天 800 片; EMagin 公司已可以提供装备到头盔中的 OLED 显示器, 其图像清晰, 分辨率为 800×600 , 可在 0°C 以下及高温环境使用; Universal Display Corporation (UDC) 已经拥有技术将 OLED 嵌入透明表面中, 如汽车挡风玻

璃中, 这样在驾驶时就可以看到汽车行驶速度; 2002 年, 三星公司推出 15 英寸全彩 PC 及笔记本电脑用的 OLED 样品, 东芝松下显示科技公司研发出 17 英寸 LTPSTFT 驱动的 OLED 面板, 分辨率可达 XGA ($1\,024 \times 768$), 先锋也公布其 20 英寸的全彩 OLED 面板生产工艺。在韩国首尔召开的“第 5 届国际信息显示会议 (IMID2005)”上, 韩国三星电子首次对 2005 年 5 月开发的 40 英寸 OLED 面板的技术内容进行了公开发表, 通过采用四色方式, 光利用效率达到了过去三色方式的 1.5 倍。

中国在有机电致发光方面也展开了积极的研究与产品生产, 特别是中国的台湾省, 涌现出了一大批像莱宝科技、联宗光电等一大批优秀的企业, 在 OLED 产品方面, 与日本和韩国形成三足鼎立的局势。香港城市大学已经成功开发出区域彩色 OLED 显示屏, 分辨率为 128×64 ; 以及分辨率为 256×256 的单色 OLED 显示屏。香港科技大学在微腔 OLED 研究方面取得了突破性进展, 器件的效率达到了 80lm/W 。香港晶门科技公司在 OLED 驱动 IC 方面占有了很大的市场, 其生产的 SSD 系列 OLED 驱动芯片被很多大公司采用。

中国最早研究 OLED 的清华大学与 Visionox 合作, 在 2003 年 10 月份发布了其最新一款用于手机的全色 OLED 产品, 对角线尺寸为 0.952 英寸, 解析度达 120ppi, 色彩为 65k 色。广东汕尾信利半导体公司和东莞光阵科技有限公司, 已经能够量产用于 MP3 和手机屏幕的小尺寸 OLED 面板。上海航空航天集团与上海大学合作成立的, 上海市航天上大欧德科技有限公司也在做相关研究, 其他如吉林大学、华南理工大学、长春光机所、电子科技大学、南开大学等也在开展此项目。中国大陆 OLED 产业前景良好, 也已经拥有一定的积累, 但总体还处于产业发展的起步阶段, 发展障碍不容忽视。

7.4.2 有机电致发光显示器的发光原理

有机电致发光器件 (OLED) 属于低电压、高电流的双注入式发光器件, 具有发光二极管的性质, 所以有机电致发光器件又称为有机电致发光二极管。当给器件施加一正向的外加偏压后, 电子和空穴克服界面势垒, 经由阴极和阳极注入到有机材料中, 在外加电场的作用下迁移至发光层, 在发光层内, 当电子和空穴相遇时, 由于库仑力的相互作用而形成暂态激子, 由于暂态激子具有较高的能量处于不稳定态, 所以一小部分激子可以通过晶格振动, 将一部分能量传递给声子而消耗掉, 另外的激子则发生复合, 最终电子落入空穴, 同时向外释放出一定的能量, 而发光材料原子的最外层电子吸收这些能量后将处于激发态, 当激发态的电子跃迁至基态时, 向外辐射出光子, 从而就产生了电致发光现象。

有机电致发光器件的发光原理可以很简单地用三个步骤来说明, 如图 7.23 所示。

1) 载流子的注入

载流子的注入可以看作从阴极注入的电子, 形成负载流子; 从阳极夺取电子即注入空穴, 形成正载流子。在有机电致发光器件中, 由于有机分子与阴、阳两极的能级不匹配, 存在着一定的能级差, 导致有机材料层和电极之间形成界面势垒, 因此电子和空穴的注入需要克服界面势垒才能进入有机发光层。有机分子和电极间的势垒是影响载流子注入以及 OLED 光电特性的重要因素, 如发光效率, 电流-电压特性等。

关于载流子的注入机制, 目前有以下理论: 隧穿注入、热电子发射、空间电荷限制电流和陷阱电荷限制电流。按照隧穿注入机制, 载流子注入需要足够高的电场强度克服能带势垒, 其注入效率与电场强度有着密不可分的关系。用 Fowler-Nordheim 模型可以很好地解释载流子的注入特性。定义金属的功函数 W 为 Fermi 能级到真空能级的距离, 有机化合物的电子亲和



能 E_A 和离化能 I_E 分别为 LUMO (最低未占有分子轨道能级) 能级和 HOMO (最高占有分子轨道能级) 能级到真空能级的距离, 注意这里的 LUMO 能级和 HOMO 能级分别类似于半导体中所谓的导带和价带。由于有机材料的 LUMO 能级大多数情况下都要比金属的 Fermi 能级高, 所以电子从金属到有机材料面临着一个高度为 ϕ 的势垒, $\phi = W - E_A$, 当外加电压为零时, 电子不能跃迁至有机化合物分子的 LUMO 能级; 当施加一正向偏压后, Parker 等人通过对载流子器件的电流-电压特性进行分析, 结果发现载流子电流与电场强度密切相关, 而温度对其影响不大, 大家普遍认为隧穿效应是有机高分子材料器件工作的主要机制, 该机制基于金属/有机材料层界面的肖特基接触, 界面势垒的高度决定了器件的隧穿电压。

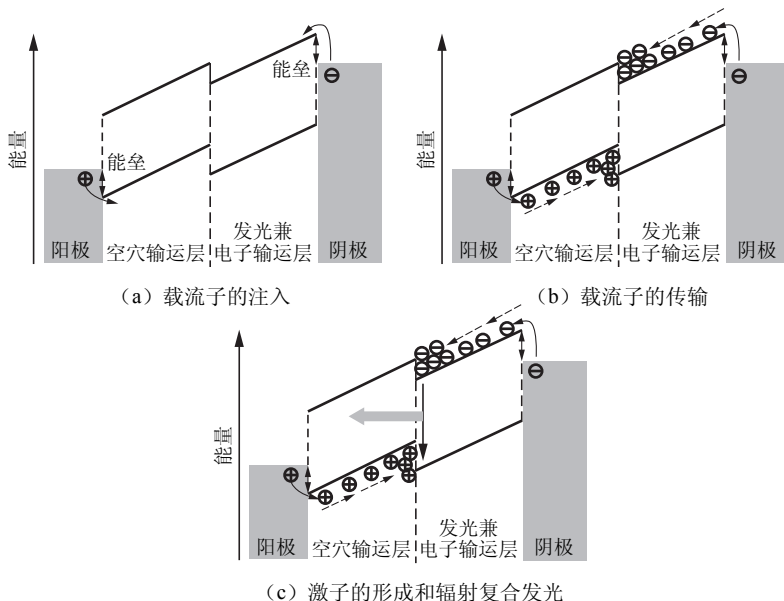


图 7.23 OLED 的发光三个步骤

2) 载流子的传输

载流子的传输即注入的电子和空穴在外加电场的作用下分别向阴极和阳极迁移, 载流子传输性能的好坏取决于有机材料的载流子迁移率。载流子传输层对器件结构的优化设计十分重要, 在器件结构中, 它处于电极与发光层之间, 所以在材料的选择上, 既要考虑其载流子输运性能, 又要考虑到能带匹配等方面的因素, 因此作为载流子的传输材料必须具有: ①良好的成膜性; ②良好的载流子传输性, 即材料的载流子迁移率要相对大一些, 目前典型的有机材料的载流子迁移率大小在 $10^{-3} \sim 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{Vs}$; ③材料要有良好的化学稳定性, 且不与发光层材料形成激基复合物; ④材料的 HOMO 及 LUMO 能级要与电极的功函数及发光层材料的 HOMO 和 LUMO 能级相匹配, 要有利于一种载流子从电极注入, 而阻挡另一种载流子从发光层流出。

3) 激子的形成和辐射复合发光

在有机电致发光器件中, 载流子在外加电场的作用下进入复合区, 复合形成中性的约束态的“电子-空穴对”, 这样的“电子-空穴对”被称为激子 (exciton), 它的寿命在 $10^{-12} \sim 10^{-9} \text{ s}$ 的数量级。激子是一种分子激发态, 处于激发态的分子又可以通过多种形式释放能量回到基态。从能带理论观点来看, 发光来自于激子的辐射复合, 电子和空穴由于库仑力的相互作用而形成激子, 形成的激子包括单线态激子和三线态激子, 而且三线态激子

的能量比单线态激子的能量要低一些,在有机/聚合物电致发光过程中,单线态激子和三线态激子被认为是同时产生的,按照自旋统计理论的预计,形成三线态激子的概率是形成单线态激子概率的3倍,因此对于荧光材料来说,只有占25%的单线态激子可以辐射复合,而75%的三线态激子将无辐射衰减。激子形成后可通过各种方式将能量传递给相邻的相同基态的分子,实现所谓的激子迁移。激子的辐射衰变则是电能转化为光能的最终过程,激子辐射衰减的量子效率是决定器件效率的另一个重要因素,荧光器件中75%的三线态激子将无辐射衰减,由此决定了荧光电致发光器件的外量子效率将不会超过25%,而对于磷光电致发光器件来说,则可以充分利用单线态激子和三线态激子的能量,有望实现100%的内量子效率。由于有机电致发光器件为固态超薄膜结构组成,各不同的分子层之间非常靠近,因而其衰变过程相对于分子的自由状态要复杂得多,分子间复杂的相互作用通常会降低材料的辐射衰减效率,表现为材料的浓度淬灭及其他效应。研究表明,将发光材料掺杂到一个主体发光材料层中,通过从主体发光材料到客体发光材料间的能量传递,则是解决材料浓度淬灭效应的一个最有效的方法,同时客体发光材料还能够有效地利用主体发光材料的激子获得能量,从而达到提高器件发光效率和改变发光颜色的目的。目前,通过主体-客体染料掺杂的方法已经成为提高器件效率,改变器件发光颜色的一种重要手段,在绿光、红光器件中得到了广泛的应用,而在有机磷光电致发光器件中则几乎完全采用这种主体-客体掺杂的发光体系,以降低三线态与三线态之间的湮灭。

7.4.3 有机电致发光显示器的材料

有机发光材料是 OLED 器件电致发光的关键,材料的性能与膜层结构决定着器件性能。有机材料的主要缺点是它的近绝缘性,导致一般电荷迁移率非常低,因此除各种发光颜色的发光材料外,化学家们还合成出各种扮演不同功能的辅助性的有机材料改进电荷传输特性,例如空穴注入材料、空穴传输材料、电子注入材料、电子传输材料/空穴阻隔材料等。下面主要分三类简要介绍一下各种颜色的发光材料。

1) 荧光发光材料

本文所涉及的发光材料都是有机小分子材料。OLED 器件实际应用较多的是主客掺杂发光元,即具有优越电子传输及发光特性的主发光元材料与掺杂在其中的各种高性能的荧光客发光元相结合而得到高效率 EL 及各种不同的光色。典型的红光材料掺杂物是 4-(diarylmethylene)-2-thiophenyl-6-(1,1,7,7-tetrafluorethyljulolidyl-9-enyl)-4H-pyran (DCJTb),红光波峰在 630nm 附近光谱半宽为 100nm 左右,跟绿光相比红光效率比较低,高效率的红色发光元还是当前研究的热点之一。绿色荧光掺杂物是 R、G、B 三者中具有最佳荧光效率的掺杂物,当前最好的绿色荧光掺杂物是 C-545T 和 C-545MT,荧光相对量子效率较高,发光效率可达 10cd/A 以上。蓝色主发光材料可以粗略地归为以下几类: diarylanthracene (蒽类衍生物)、di(styryl)arylene (DSA)、fluorene (茱)和 pyrene (芘)。典型的蒽类衍生物蓝光主发光材料主要有 ADN (9,10-di(2-naphthyl)anthracene)与 m-ADN (2-methyl-9,10-di(2-naphthyl)anthracene),其发光效率在 1cd/A 左右。在蓝色主发光元中,蓝色掺杂物的使用是进一步增强发光效率与稳定性的重要途径,天蓝光掺杂物 tetra(t-butyl)perylene (TBP)是最稳定的蓝光掺杂物之一。

2) 磷光发光材料

这种材料不同于一般荧光材料,由于电子自旋限制只有约 25%的内量子效率,它可以

三重激发态的电子利用起来在室温下发光，从而使得内量子效率可以接近 100%，1998 年由普林斯顿大学的 Baldo 和 Forrest 等人发现。磷光最常用的主发光元材料是 4，4'-bis(9-carbazolyl)-biphenyl(CBP)，使用 CBP 的绿光、黄光和红光的磷光器件内部量子效率可达 60%~80%，外部量子效率可高于 10%，磷光寿命时间较长，一般大于微秒。典型的红色磷光掺杂材料有 PtOEP，Btp₂Ir(acac) 和 Ir(piq)₃等，绿光磷光掺杂材料有 Ir(ppy)₃，(ppy)₂Ir(acac) 等，而目前商业上最好的蓝光磷光掺杂材料是 Flrpic。高效率稳定的磷光材料是当前在 OLED 发光材料方面的研究热点。

3) 稀土配合物发光材料

稀土离子在配合物发光中有着十分重要的地位，至少具有以下几个明显的优点。①光色纯度高，稀土配合物的光谱半峰宽一般小于 10nm；②发光效率高，稀土离子被激发时，它既可利用三重激发态配体的能量又可利用单重态分子经系间串越传来的能量，理论上的内量子效率可达到 100%；③修饰配体不影响发光颜色，因此可以任意改变配体来改善配合物的载流子迁移性质、成膜性等物理化学性质。典型的稀土配合物中心离子有 Tb³⁺、Eu³⁺等，前者的主发射峰位于 545nm 左右，是很纯正的绿色，后者的主发射峰在 613nm 左右，为眼睛敏感性很好的红色。基于不同的应用背景，OLED 有各种器件结构，这里再做些补充。按出射面分类，如图 7.24 与图 7.25 所示，有衬底出射型、顶出射型和透明型；按器件微共振腔效应分，有弱微共振腔与强微共振腔器件两类，微共振腔器件有两个镜面发射面，它们由金属薄膜或介质膜系构成，衬底出射型器件为弱微腔器件，而顶出射器件为强微腔器件；按发光单元分，有单发光层器件、叠层多发光层器件等，如图 7.25 (c) 所示。

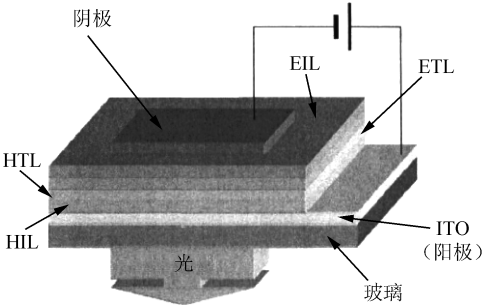


图 7.24 OLED 器件基本结构的示意图

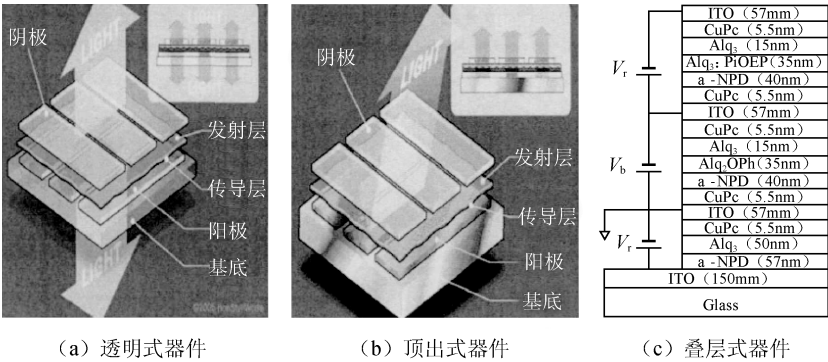


图 7.25 OLED 器件类型

7.4.4 有机电致发光显示器的性能参数

OLED 器件的基本性能主要包括：发光颜色、发光色度、发光效率、发光亮度、器件的稳定性和工作寿命以及电压-电流-亮度曲线等。

1) 发光颜色

OLED 发光材料的能级结构决定着紫外-可见吸收光谱和荧光光谱，从而决定其电致发光光谱。对于共轭结构的有机和聚合物材料来说，其 π 电子的共轭离域程度决定着 HOMO 和 LUMO 结构及能隙的大小。因此，OLED 的发光颜色可以通过改变分子的化学结构或发色团上取代基种类和位置进行调控。

对于单层的 OLED 器件，其发光颜色主要取决于发光层材料本身。一般来讲发光材料的有效共轭越长，发光越靠近红色；相反有效共轭越短，发光越靠近蓝色。而对于多层器件来说，影响发光颜色的因素可能多一些。比如，当载流子传输层在一定的条件下同时参与发光时，器件表现出的可能是两种或多种发光的合成光。这样通过合理的器件结构设计就有可能获得白色的发光。另外也有报道发现器件的发光颜色和工作电压有一定的依赖关系。

2) 发光色度

光线的颜色取决于发光的波长或不同波长的成分分布，色度是对颜色进行客观描述和测量的一个定量技术规范。由于不同的人对于颜色的感觉会产生不同的反应，这种反应往往带有很大的主观性，所以人眼不能用于测量颜色，人眼仅仅能够判断颜色相等的程度。1802 年杨格提出，在人眼的视网膜中可能存在着对红（R）、绿（G）、蓝（B）敏感的三种感光细胞，这三种感光细胞感受到的混合光刺激即产生各种颜色感觉。亥姆霍兹对这种观点做了进一步的完善，提出了三原色理论，他的三原色理论指出适当选择红、绿、蓝三种基色，并将它们按照不同的比例进行合成，就可以引起不同的颜色感觉，合成彩色光的亮度由三个基色的亮度之和来决定，色度由三基色的比例来确定。红、绿、蓝三基色彼此独立，任何一种基色都不能用其他两种基色配出。1931 年国际照明委员会（CIE）建立了标准色度系统，并规定红、绿、蓝三基色的标准波长分别为 700.0nm、546.1nm、435.8nm。CIE 系统是近代色度学的基本组成部分，它是一种混色系统，是基于每一种颜色都能用三个选定的基色按照适当的比例混合。人眼对不同颜色的感觉会随不同的心理而略有不同，为客观地对颜色进行测量，国际照明委员会（CIE）建立了标准色度系统，推荐了标准照明物和标准观察者，通过测量物体颜色的三刺激值（ X, Y, Z ）或色品坐标（ x, y, z ）来确定颜色，如图 7.26 所示。

3) 发光亮度

发光亮度的单位是 cd/m^2 ，表示单位面积的发光强度。发光亮度的测量一般使用亮度计。对于普通的显示器，亮度达到 $200\text{cd}/\text{m}^2$ 就已经足够了，而目前最亮的有机电致发光器件的亮度已经达到了 $140\,000\text{cd}/\text{m}^2$ 。

4) 发光效率

OLED 器件的发光效率，可用三种方法表示：量子效率、功率效率和流明效率。

量子效率是指输出的光子数与注入的电子空穴对数之比。量子效率又分为内量子效率和外量子效率。内量子效率是在器件内部由复合产生辐射的光子数与注入的电子空穴数之比。由于器件内部产生的辐射，在向表面传播的过程中，要有一部分被吸收，在到达表面后由于器件材料与周围介质的折射率不同，在界面处还有一部分被反射。因此器件的发光效率主要由外量子效率来表示，即射出器件的光子数和注入的电子空穴对数的比值：

$\eta = \text{出射的光子数} / \text{注入的电子空穴对数}$

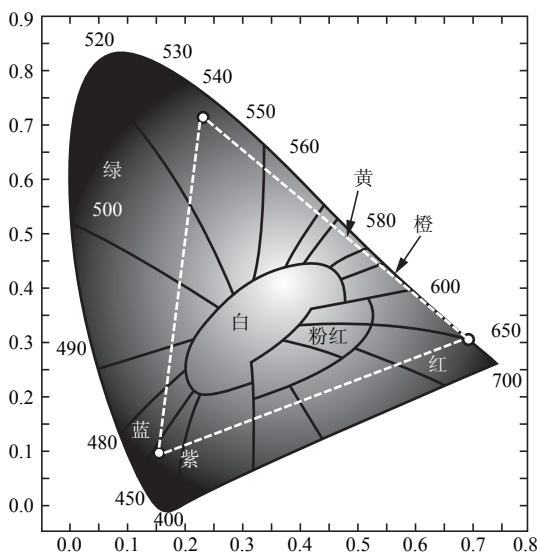


图 7.26 国际照明委员会标准色度坐标图

量子效率可以用积分球光度计来测量单位时间内发光器件的总光通量，通过计算得出器件的外量子效率。由于激发光子的能量总是大于发射光子的能量，当激发光的波长比发射光波长短很多时，这种能量损失就很大，而量子效率不能反映出这种能量的损失。

功率效率又称能量效率，是指输出的光功率与输入的电功率之比，它能够克服量子效率所带来的缺点。但是因为人眼在感觉可见光时对不同波长的可见光敏感程度不同，在明视觉的条件下（亮度大于 $10\text{cd}/\text{cm}^2$ ）对 555nm 的绿光最敏感，所以在采用功率效率来衡量时，器件的功率效率很高但人眼看起来不见得很亮。为此可以采用流明效率，即发射的光通量与输入的电功率的比值，来评价器件效率。

流明效率也叫光度效率，是指发射的光通量与输入的电功率之比。流明效率的单位是 lm/W ，如果将电能 100% 有效地转化成眼睛最灵敏的 555nm 的光，最大的效率是 $683\text{lm}/\text{W}$ ；如果将电能 100% 有效地转化成白光，最大的效率是 $250\text{lm}/\text{W}$ ；对于有机 EL 器件来说，效率能够超过普通的白炽灯（ $151\text{lm}/\text{W}$ ）。

5) 工作寿命

有机电致发光器件的寿命是制约该领域快速发展的指标之一，我们定义当器件的亮度降低到初始亮度的 50% 时所需要的时间为该器件的寿命。对于将投入市场的有机电致发光器件来说，往往要求器件在连续工作的情况下使用寿命达到 10 000h，储存寿命要求要达到 6 年。有机电致发光器件的老化主要表现为在储存和使用过程中性能逐渐降低，性能降低主要表现为发光亮度逐渐减弱，这时候如果要发光亮度不变，必须增加驱动电压，这就导致了随后器件的局部变黑，黑斑会越来越大，直至器件失效。研究表明，器件老化的原因可归结为：

(1) 在高电场的作用下，微量水分可能会引起化学或电化学反应，导致电极和发光材料的破坏。所以器件的封装技术显得尤为重要，如果器件密封得不好，器件就会出现黑斑，这是因为湿气会从金属薄膜或其边缘进入器件，使电极发生氧化，导致接触不良，黑斑逐渐变大，这就造成了器件的有效显示区域逐渐地缩小。同样，这反过来又会增加有效显示区域的电流密度，从而导致驱动电压增加。

(2) 虽然对 OLED 施加的电压不是很高, 但是其内部的电场却很强, 微量氧的存在, 尤其是单重态氧的存在, 会产生比较强烈的氧化作用, 从而使得电极和有机材料都可能被氧化, 最终导致器件的老化。

(3) 注入 OLED 的光效率, 只有很少的一部分电能能够转变为光能, 而绝大部分都变成了热能, 这就造成了器件的温度升高, 从而加速有机分子的热运动, 最终引起玻璃化转变、结晶和相分离, 甚至引起材料的热分解和发生其他光化学反应。

(4) 由于电极/有机层、有机层/有机层各界面处材料的黏附性能较差, 所以只要在任何一个界面上的黏附失败都会导致器件的不稳定, 各种界面之间相互作用对有机电致发光器件的稳定性也会产生相当重要的影响。所以探讨界面产生的物理与化学机制, 改善器件的界面特性, 使之形成理想的界面态是目前研究的热点, 也是目前有机电致发光器件研究取得突破性进展的当务之急。

(5) 杂质是捕获载流子和激子非辐射衰减的中心, 又能引起内部电场的局部畸变, 是器件老化和蜕变的重要原因, 所以我们在制作有机电致发光器件的过程中, 一定要使片子尽可能地少受污染。

7.4.5 有机电致发光显示器的制备过程

目前在中国大陆, OLED 显示器件的制备还处于实验室阶段, 但已到达了中试的条件, 因此主要讨论实验室的 OLED 制备工艺。不管是实验室、中试, 还是量产, OLED 器件的制备过程基本一致, 主要区别在于器件的真空蒸镀设备上。实验室一般选用手动的真空蒸镀设备进行单片样品蒸镀, 以便于制作种类不同的实验样品; 中试线一般采用半自动的真空蒸镀设备进行连续的多片样品蒸镀, 以便于小批量产品的切换; 量产线一般采用全自动的真空蒸镀设备进行流水样品蒸镀 (或采用线蒸镀技术与工艺), 以便于提高良品率, 降低产品成本。据悉, 也有的机构正在研究尝试在量产线上用旋涂技术工艺生产 OLED 产品。OLED 显示器件的制备工艺包括: ITO 玻璃清洗→光刻→再清洗→预处理→真空蒸镀有机层→真空蒸镀阴极→封装→切割→测试→模块组装→产品检验及老化实验等十几道工序。

1. 有机电致发光显示器的材料种类

制备 OLED 的材料种类很多, 主要分为阳极材料、阴极材料、缓冲层材料、载流子传输材料和发光材料等几大类。

1) 阳极材料

OLED 的阳极材料主要用作器件的阳极, 要求其功函数尽可能地高, 以便提高空穴的注入效率。OLED 器件要求电极必须有一侧是透明的, 因此通常选用功函数高的透明材料 ITO 导电玻璃作为阳极。ITO (氧化铟锡) 玻璃在 400~1 000nm 的波长范围内透过率达 80% 以上, 而且在近紫外区也有很高的透过率。

2) 阴极材料

OLED 的阴极材料主要用作器件的阴极, 为提高电子的注入效率, 应该选用功函数尽可能低的金属材料, 因为电子的注入比空穴的注入难度要大些。金属功函数的大小严重地影响着 OLED 器件的发光效率和使用寿命, 金属功函数越低, 电子注入就越容易, 发光效率就越高; 此外, 功函数越低, 有机/金属界面势垒越低, 工作中产生的焦耳热就会越少, 器件寿命就会有较大的提高。



OLED 的阴极通常采用以下几种形式:

(1) 单层金属阴极。如 Al、Mg、Ca 等,但它们在空气中很容易被氧化,致使器件不稳定,使用寿命缩短,因此选择合金做阴极或增加缓冲层来避免这一问题。

(2) 合金阴极。为了既能提高器件的发光效率,又能得到稳定的器件,通常采用金属合金作为阴极。在蒸发单一金属阴极薄膜时,会形成大量的缺陷,造成耐氧化性变差;而蒸镀合金阴极时,少量的金属会优先扩散到缺陷中,使整个有机层变得很稳定。

(3) 层状阴极。这种阴极是在发光层与金属电极之间加入一层阻挡层,如 LiF、CsF、RbF 等,它们与 Al 形成双电极。阻挡层可大幅度地提高器件的性能。

3) 缓冲层材料

在 OLED 中空穴的传输速率约为电子传输速率的两倍,为了防止空穴传输到有机/金属阴极界面引起光的猝灭,在制备器件时需引入缓冲层 CuPc。CuPc 作为缓冲层,不仅可以降低 ITO/有机层之间的界面势垒,而且还可以增加 ITO/有机界面的黏合程度,增大空穴注入接触,抑制空穴向 HTL 层的注入,使电子和空穴的注入得以平衡。

4) 载流子传输材料

OLED 器件要求从阳极注入的空穴与从阴极注入的电子能相对平衡地注入到发光层中,也就是要求空穴和电子的注入速率应该基本相同,因此有必要选择合适的空穴与电子传输材料。在器件的工作过程中,由于发热可能会引起传输材料结晶,导致 OLED 器件性能衰减,所以应选择玻璃化温度 (T_g) 较高的材料作为传输材料。试验中通常选用 NPB 作为空穴传输层,而选用 Alq3 作为电子传输材料。

5) 发光材料

发光材料是 OLED 器件中最重要的材料。一般发光材料应该具备高的发光效率,最好具有电子或空穴传输性能或者两者兼有,真空蒸镀后可以制成稳定而均匀的薄膜,它们的 HOMO 和 LUMO 能量应该与相应的电极相匹配等。

在小分子发光材料中,Alq3 是直接单独使用作为发光层的材料。还有的是本身不能单独作为发光层,掺杂在另一种基质材料中才能发光,如红光掺杂剂 DCJTb,绿光掺杂剂 DMQA,蓝光掺杂剂 BH1、BD1 等。Alq3 是一种既可以作为发光层材料,又可以兼做电子传输层材料的一种有机材料。

2. 有机电致发光显示器的光刻工艺

光刻工艺主要由洗净、涂覆成膜、曝光、显影蚀刻和脱膜工艺构成,下面就其具体工艺展开介绍,如图 7.27 所示。

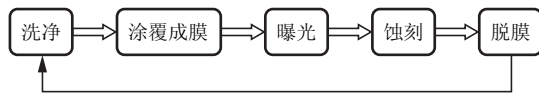


图 7.27 光刻工艺流程

1) 洗净

光刻工艺前必须进行 ITO 玻璃基板的清洗工艺并且保证清洗工艺的效果,否则会影响整个器件制作的质量和寿命。

2) 涂覆成膜

除水干燥→Spin 涂覆→减压干燥→端面清洗→前烘，如图 7.28 所示。



图 7.28 涂覆成膜工艺流程

(1) 除水干燥。基板洗净经风刀干燥后，表面仍附有水分存在，为防止光刻胶涂覆前水分附着带来的影响，首先流入热板单元进行干燥，经过加热干燥的基板，最后利用冷板冷却处理。

(2) Spin 涂覆。采用 Spin 方式在基板表面涂覆一层光刻胶并对光刻胶膜厚进行调节。调节旋转速度与旋转时间，可以控制光刻胶的膜厚及其涂覆均匀性。

(3) 减压干燥。通过降低室内空气压力，使光刻胶中溶剂挥发出来，提高后工序的效果。

(4) 端面清洗 (EBR)。EBR 分别对基板相应边端面、背面及表面边缘进行物理性溶解，最终以气体方式排放处理。

(5) 前烘 (SB)。光刻胶由树脂、感光剂、溶剂、添加剂组成，在曝光工程前需要进行前烘挥发溶剂处理，以提高曝光后线条的分辨率。前烘工序直接影响显影后线宽、线宽均匀性，以及光刻胶的密着性。前烘的主要目的是去除胶中的大部分溶剂并使胶的曝光特性固定。

3) 显影

显影→水洗→后烘 (HB)。

(1) 显影。光刻胶曝光后，感光部光刻胶在曝光中发生化学反应，遇水后生成羧类物质，与碱性显影液发生化学反应而溶解掉；未感光部光刻胶成分中的树脂与感光剂 DNQ 之间发生建桥反应，阻止树脂在显影液中的溶解，最终形成工艺上所需的光刻胶图案。

(2) 水洗。显影后的基板表面存在大量光刻胶显影残渣与显影液，必须经过水洗清除掉这些污染，提高基板表面洁净度。

(3) 后烘 (HB)。水洗后，对显影后光刻胶图案进行高温加热处理，去除水洗后存留在基板上的水并使胶的曝光特性固定。

4) 曝光

曝光有接触曝光方式和投影曝光方式两种，在图案精度为 $10\mu\text{m}$ 以上或基板表面积小于 $300 \times 300\text{mm}^2$ ，以及不需要重复曝光的条件下，可以采用前者。在制作有源矩阵液晶显示基板时，需要高精度的微细电极图案，且常需要重复曝光，在这种情况下，应采用后者，即投影曝光方式。

5) 蚀刻

蚀刻是通过对象材料与刻蚀液之间的化学反应，对对象材料进行刻蚀的过程，主要是引线层 (Cr) 及像素层 (ITO) 进行刻蚀。

6) 剥离脱膜

一般，光刻胶的剥离采用的是湿法剥离工艺。我们这里所说的剥离就是指湿法剥离。剥离是指刻蚀（包括湿刻和干刻）完成以后除去光刻胶的过程，就是要去除作为掩膜的光刻



胶，一般，光刻胶的剥离采用的是湿法剥离工艺。

经历上述三次洗净、涂覆成膜、曝光、显影蚀刻和脱膜工艺循环，进行 ITO、绝缘层和 Rib 的图形的形成工艺，就完成了 OLED 的光刻工艺。

3. 机电致发光显示器的蒸镀工艺

OLED 器件需要在高真空腔室中蒸镀多层有机薄膜，薄膜的质量关系到器件的质量和寿命。在高真空腔室中设有多个放置有机材料的蒸发舟和相应的膜厚监控系统、ITO 玻璃基板固定装置及金属掩膜装置 (Mask)。

加热蒸发舟蒸镀有机材料，并利用石英晶体振荡器来控制膜厚。ITO 玻璃基板放置在可加热的旋转样品托架上，其下面放置的金属掩膜板控制蒸镀图案。使用导热性好的加热舟，使蒸发速度容易控制。常用的加热舟有金属钼和钽加热舟，为了使加热更均匀，再加上带盖的石英舟，它使加热得到缓冲。在进行有机材料薄膜蒸镀时，一般基板保持室温，防止温度升高破坏有机材料薄膜，蒸发速度不宜过快或过慢，使膜厚度不均匀、过厚。蒸发多种材料分别在几个真空室中进行，防止交叉污染。在彩色 OLED 器件制作中，含有掺杂剂的有机材料薄膜的形成，要采取掺杂剂材料与基质材料共蒸发的工艺，一般掺杂剂材料控制在 0.5%~2% (占基质材料的摩尔数)，要求在控制基质材料和蒸发量的同时，严格控制掺杂剂材料在基质中的含量。

4. 机电致发光显示器的封装工艺

OLED 器件的有机薄膜及金属薄膜遇水和空气后会立即氧化，使器件性能迅速下降，因此在封装前绝不能与空气和水接触。因此，OLED 的封装工艺一定要在无水无氧的、通有惰性气体 (如氩气) 的手套箱中进行。封装材料包括黏合剂和覆盖材料。黏合剂使用紫外固化环氧固化剂，覆盖材料则采用玻璃封盖，在封盖内加装干燥剂来吸附残留的水分。图 7.29 所示为由于水分入侵造成有机层的破坏。

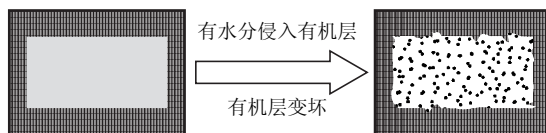


图 7.29 水分入侵造成有机层的破坏

封装工艺可采用无机膜保护法，无机膜保护材料有氮化硅、氟化镁、氧化铟等，采用电阻加热法或磁控溅射法制备无机保护膜材料。在保护膜形成之后，将制作的器件进行封装，封装工艺一定要在无水无氧的惰性气体中进行，封装材料包括黏合剂和覆盖材料。黏合剂使用紫外固化或热固化环氧固化剂，覆盖材料采用玻璃封盖，在封盖内加装干燥剂来吸附残留的水分。

7.5 其他显示技术

7.5.1 场致发射平板显示器

场发射显示器 (FED) 作为平板显示器件家族中的一员，是自 20 世纪 90 年代中期以来得到迅速发展的一种新的平板显示技术，主要是利用阵列状的冷阴极产生电子，然后轰击荧

光屏形成光信号输出。场发射显示器又称为真空微尖平板显示器 (MFD)。从整体上来讲, 可以认为场致发射显示由许多微型的阴极射线管阵列组成, 只不过电子源由冷阴极产生。所以场发射显示器具备阴极射线管的许多优越的显示性能, 比如高亮度、宽视角等。同时场发射显示器又可以做到很薄, 实现矩阵选址等, 因此场致发射显示又有许多液晶显示等平板显示的优点, 比如功耗低、薄、轻等。

场致电子发射显示器和 CTR 利用灯丝的加热升温使电子获得足够能量而逸出灯丝的热发射不同, FED 是一种通过外加电场使电子克服导体表面的势垒而逸出的冷发射。FED 结合了 CRT 的高画质和其他平板显示的优点, 在亮度、分辨率、响应速度、视角、功耗、工作电压、色彩饱和度以及工作温度范围等方面都有优良的性能, 被认为是一种最具有潜力的平板显示器, 在微型电视、壁挂电视、高清晰度电视、便携式计算机、摄像机、可视电话、航空电子学以及军事领域等方面具有广阔的应用前景。

场致发射显示的发展大致分为三个阶段, 第一阶段主要采用 Spindt 场致发射阵列或硅锥阵列为电子发射阴极, 器件工艺多为微加工工艺, 具有代表意义的有法国 LETI 的 R. Meyer 小组在 20 世纪 90 年代初的工作。在这一时期, Motorola 公司在这方面的研究投入较大, 并已有相关的产品面世, 但是由于采用大量的亚微米工艺, 且器件内部真空要求较高, 器件制造成本过高, 一直以来无法完全市场化。第二阶段主要采用新型的冷阴极材料, 如金刚石薄膜、一维碳纤维、表面传导发射材料、铁电发射材料以及金属-绝缘体-金属型发射材料等, 工艺多采用常见的化学气相沉积法 (CVD)、激光烧蚀法和真空镀膜工艺等, 制造成本相对较低。这一期间具有代表意义的是 N. Kumar 等人报告的工作, 在此后大量的相关研究成果纷纷出现, 但是由于工艺流程仍然比较复杂, 制造效率较低, 工艺条件苛刻 (发射材料制备温度超过玻璃基板软化温度, 大尺寸制造设备价格过于昂贵) 等原因也未能快速进入市场。目前, 场致发射显示技术正处于发展的第三阶段, 发展的主要标志是大面积均匀场致发射材料和丝网印刷工艺的大量采用, 尤其以纳米碳管 CNT (单壁管 SWNT 和多壁管 MWNT) 为主要代表, 器件制备过程大量采用厚膜工艺, 制造流程大大简化, 成本急剧降低, 此外采用理化特性十分稳定的纳米碳管作为电子发射源, 对器件真空度的要求不高, 器件可靠性和寿命大大提高。1998 年, 日本 ISE 公司在国际信息显示会议 SID' 98 上展出了利用纳米碳管作为发射材料的 FED 像素管, 经过 5 000h 的寿命实验, 其发射电流稳定在 $200\mu\text{A}$; 2000 年, 韩国三星公司展出了其研制的 5 英寸的三极管结构的 CNT-FED, 其阳极工作电压在 800V 左右, 亮度达 $350\text{cd}/\text{m}^2$, 部分指标达到或超过 CRT。台湾工研院电子工业研究所在 CNT-FED 的研究方面也取得大量进展, 有报道称已制作出可以动态显示的小尺寸显示器件。美国的 Candescent、韩国的 Orion 以及国内的众多科研院所和高校在这一领域均取得重大进展。国内对纳米碳管场致发射的研究越来越得到重视, 众多专家学者一致认为这可能是我国在未来新型平板显示领域为数不多的、可以争取独立知识产权的技术之一, 因而需要加大研究的力度。目前, 除国家自然科学基金委 (NSF) 的长期支持外, 科技部、教育部和信息产业部在国家“863”重大专项、“973”关键基础研究中专门立项重点支持, 此外, 总装备部从军事装备, 尤其是电子元器件装备高技术化角度考虑, 通过预研和重大专项等形式对相关课题重点支持, 可以说 CNT-FED 的研究正处于蓬勃发展的时期。

纳米碳管由于批量生产成为可能, 制造成本不断下降, 厚膜工艺制备大面积阴极阵列制备技术不断改进, 发展非常迅速, 其优势在于可制备任意尺寸大小, 可采用玻璃等廉价衬底, 这可大大降低成本, 并且成熟的 CRT 工艺、液晶工艺技术也大可借鉴。主要技术难度在于碳



纳米管取向、密度和电子输运均匀性的控制等，其分辨率可能将受到工艺水平的制约，但如果用于制作 20 英寸以上的平板显示器，这一限制将不会成为问题。

近年来，利用新型准一维纳米半导体材料和纳米氧化物材料（如 Cu_2S 、 SiC 、 GaN 、 ZnO 、 BaTiO_3 等）的场致发射显示也逐渐进入人们的视野，其中半导体材料更有利于器件结构的开发，例如，可以通过表面修饰、加入低逸出功材料的方法降低其功函数，更为重要的是此类材料的大面积制备完全具有可行性。此外，日本的佳能和东芝在 2004 年共同宣布将联合批量生产表面传导发射显示 SED 产品，其样机体现出高对比度、高灰度等阶、快速响应时间等优点，在画质的某些方面甚至已经超过 CRT 所能达到的效果。

1. 场致发射平板显示器的工作原理

场致发射显示器 FED 就是利用场发射理论来实现图像的显示的。其结构跟传统的射线管显示器的结构非常相似，如图 7.30 所示。FED 与 CRT 一样，两者都处于真空状态，阴阳极板通电后发射出电子，电子轰击在涂有荧光粉的阳极板发光，显示出图像。不同的是 CRT 通电后电阻丝对三个阴极进行加热，阴极受热激发，发射出电子流，电子流受到高电压内部金属层的加速，通过透镜聚焦形成非常细的电子束，并在偏转线圈的作用下打在荧光粉上，荧光粉被逐点轰击，利用余辉发光显示，色纯则由荧光屏前的荫罩保证。而在 FED 中，对阴栅极板加以较小的电压即可在成千上万个发射微尖产生强电场，发生场致发射现象，使电子逸出并在真空进行加速运动。无须通过偏转线圈即可以很大的速度垂直打在阳极板的荧光粉上，每个荧光粉发光点对应一个场发射阴极，实现了逐行发光，有效地克服了 CRT 闪烁的缺点。为了保证色纯，阴极阵列与荧光屏之间的距离必须很小，以避免打在相邻的粉条上。因而 FED 既拥有了 LCD 超薄体型的优势，同时还保持了 CRT 完美的图像显示质量，有效改进了 CRT 图像的闪烁性。

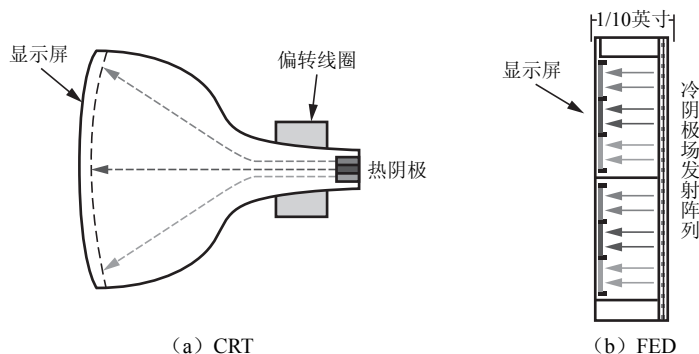


图 7.30 CRT 与 FED 结构比较

如图 7.31 所示为传统 Spindt 型的 FED 内部结构图。从图中可以看出 FED 主要由以下几个部分组成：阳极玻璃板、阴极板、阴极发射阵列、栅极以及支撑柱，通常还要在阴极和栅极间隔处加隔离层，四周用低熔点玻璃封接起来。阳极板上涂有透明导电膜（ITO 膜），以及红、绿、蓝三基色相间的荧光粉条，荧光粉条之间由黑矩阵（或称黑底）隔开，黑矩阵可以适当减小环境光的反射，提高对比度，同时降低对比色的可能性。阴极板上有排列成阵列形式的微尖和栅极，场发射阴极和控制栅极构成行列寻址结构。发射体的微尖半径曲率很小（几十纳米），每个像素由多个微尖组成。由于微尖很小而且排列紧密，所以很容易达到高的分辨率。为了保证电子的自由运动，内部需要抽高真空。同时还要在阴极板上开排气孔，封

接上排气管,使得显示屏内保持一定的真空度。为了抵抗大气压力的影响,在阳极板和阴极板之间加入支撑结构,详细情况将在后面进行讨论。另外,为了维持真空度,器件中需放入适量的消气剂。

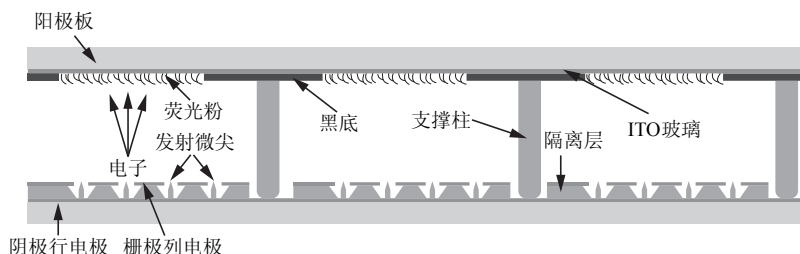


图 7.31 Spindt 型的 FED 内部结构

FED 的核心部件是场致发射阴极,即发射尖锥阵列。由场发射理论,尖锥的微尖曲率越小发射体表面形成的电场就越强。根据 Fowler-Nordheim 公式,场发射电流密度 J 为

$$J = [1.54 \times 10^{-6} n\alpha (\beta U)^2 / \phi] \exp[-6.87 \phi^{3/2} v(y) / (\beta U)]$$

式中, J 为热力学零度时的场致发射电流密度, $n\alpha$ 是总发射区的面积; β 是几何因子,它与外加电压 U 的乘积 βU 为电场强度 E ; ϕ 是发射尖锥材料的功函数,即逸出功; $v(y)$ 是与 E 和 ϕ 有关的函数,一般为 0.6~1.0。由式中可以看出在一定温度下,场致发射电流密度 J 是微尖顶部电场强度 E 和表面逸出功 ϕ 的函数。微尖顶部电场强度 E 由所加电压 U 和几何因子 β 决定。而 β 与尖锥的曲率半径有关,微尖越尖锐, β 越大,局部电场就越强。因此,为提高场发射电流,应采用以下方法:①提高栅极工作电压 U ;②采用低表面逸出功的发射材料或在阴极表面涂覆低逸出功材料;③改变阴极的几何形状以增大几何因子。

2. 场致发射平板显示器的优点及分类

相对于其他平板显示技术, FED 器件的最大优势之一在于它的发光效率,较高的发光效率使得其大部分功耗用于激发荧光粉发光,同样的亮度下, FED 的功耗相对于 LCD 等器件大大减小,这对于使用电池供电的便携式设备意义重大,低功耗延长了电池的使用寿命,也同时减少了设备的数量。在 FED 中,电子激发荧光粉发光,光线直接由前面板射出,而屏上制备的黑矩阵将吸收大量外界杂散光,提高了显示的对比度。与 LCD 器件相比, FED 器件还有一个明显的优点是较快的响应时间,避免了在显示快速运动图像时出现的拖尾现象,在未来高清晰电视 (HDTV) 的市场竞争中有一席之地。

此外, FED 本身的器件物理和制造工艺确定了它在新型平板显示领域的优势:①场致发射阵列 (FEA) 的发射电流密度可达 $10 \sim 100 \text{ mA/cm}^2$ 以上,可保证显示所需的高亮度;②低驱动电压,低功耗,显示屏厚度薄,具有发展为壁挂电视等的优越条件;③在热力学零度以上的任何温度下都可实现场致发射,具有工作温区大的固有特性;④具有抗震、抗击打、抗核辐射、抗潮湿等特点,可靠性好,可在较恶劣的环境下 (军事或野外) 工作;⑤场致发射的电流电压具有优秀的调制特性,有利于增加图像显示的灰度等级和动态范围;⑥工艺条件允许的情况下,可以大幅度提高分辨率;⑦采用 CRT 荧光粉和制屏工艺,发光原理类似,视角大;⑧有限的光刻工艺流程和设备需求。

FED 与其他类型显示器最重要的区别是用冷阴极材料作为场致电子发射的电子源,因此其冷阴极的特性对于场致发射显示器迈向实用起着关键的作用。冷阴极材料必须具有低的表



面功函数、合适的几何结构以及发射稳定性、均匀性等特点。根据所使用的冷阴极材料的不同，FED 也分成了几种类型：Spindt-FED、CNT-FED、SED、BSD 等。下面分别介绍这几种类型的特点。

1) 发射尖锥型 Spindt-FED

早在 20 世纪就有人提出将场发射理论运用到显示器的领域中来。1961 年斯坦福研究所 (Stanford Research Institute, SRI) 的 K. R. Shoulders 提出了电子管微型化的概念，并提出了用高效的场致发射电子源代替传统的热阴极电子源，但是这项研究在当时并未受到广泛的重视。直到 1968 年，Shoulders 的合作者 C. A. Spindt 发展了薄膜结构，成功地开发了制作 MO 锥阵列专利技术，并用此技术实现了场致发射阴极，即 Spindt 阴极。这才使得采用微尖阵列作为发射阴极利用场发射理论实现真空平板显示器成为了可能。Spindt 阴极工艺流程如图 7.32 所示。

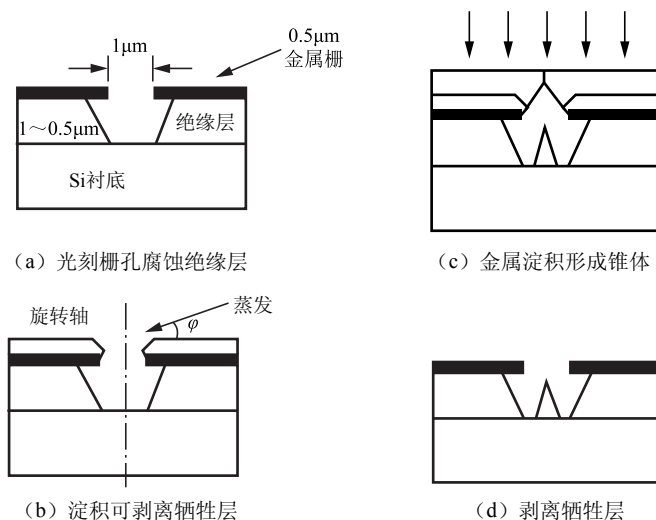


图 7.32 Spindt 阴极工艺流程

Spindt 阴极为场致发射阴极的实现提供了有效的手段，是 FED 发展史上第一个里程碑，极大地激发了人们对场致发射技术的兴趣。进入 20 世纪 80 年代后，大规模集成电路技术派生的微细加工技术使真空微电子器件更容易实现，进一步促进了真空微电子学的发展，各大公司和研究单位也加快了 FED 器件的研制步伐，取得了一定的成果。1990 年，法国国家实验室 LETI 研究所采用突破性技术制成世界上第一个 6 英寸单色 FED 样管，并于 1993 年制成 6 英寸全彩色 FED 样管。1996 年法国 PixTech 公司及 FUTBA 公司向世界公布了 5.2 英寸单色 FED 的商业广告，宣告 FED 的正式上市。90 年代前期，场致发射 (FED) 研究技术有了很大的发展，由于其特有的显示色彩，人们对 FED 取代 CRT 显示市场寄予很大的期望。但是很快人们发现了 Spindt 型 FED 的寿命问题：当发射电流不受控制时，微尖阵列会由于高电流的局部发热使发射极与集电极之间发生短路而导致 FED 失效。而且尖锥型发射阵列的制作涉及精密光刻、刻蚀和薄膜沉积技术，工艺非常复杂，器件制作成本昂贵。寿命问题和成本问题一度使得很多 FED 的支持者放弃了研究，而更多的学者则将目光转向了性能更为稳定的冷阴极发射体材料的研究中。

2) 碳纳米管型 CNT-FED

1991 年日本科学家 Iijima 首先发现了纳米碳管。在其后的数年时间中人们对纳米碳管的

性能和制备技术做了大量的研究，发现其阈值电场小于 $10\text{V}/\mu\text{m}$ ，甚至达到 $1\text{V}/\mu\text{m}$ 以下。相对简单的制作工艺使得纳米碳管成为了学术界的研究热点。据不完全统计，从 1996 年至今，在《科学》和《自然》两个最权威的学术刊物上发表的有关纳米碳管研究的论文多达 150 篇以上。1995 年瑞典的 Walt A. DeHeer 研究了纳米碳管的场发射特性，提出将纳米碳管作为场发射电子源的设想，并在《科学》上发表了他们的研究成果，在学术界引起了很大轰动，给 FED 的研究带来了新的突破，其结构如图 7.33 所示。但在 1998 年以前人们对纳米碳管的研究主要集中在生长机理、结构分析和材料特性研究以及碳管的生长及提纯等方面。

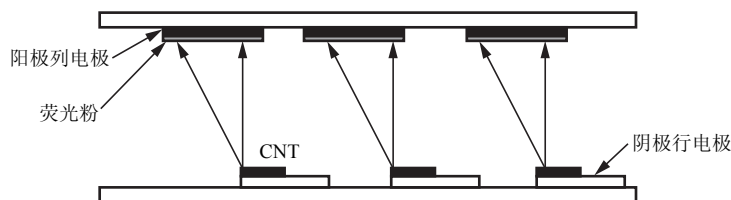


图 7.33 CNT-FED 结构

自 1995 年提出用碳纳米管作为场发射阴极以来，许多研究团体包括一些国际上的跨国公司，都纷纷投入到这项技术的开发当中。韩国三星公司、日本伊势电子分别研制成功了 10 英寸以上的单色和彩色显示器。而日本 NEC 和美国 Motorola 等公司也在加紧对 FED 的研究步伐。三星和 NEC 分别报道了各自研制的三极管结构的碳纳米管场发射显示器（CNT-FED）。福州大学研制的 FED 平板显示器件的阴极采用丝网印刷技术及阴极激活技术来制备大面积的 FED 阴极。利用这种印刷平面薄膜阴极结构以及 FED 的封接技术、除气技术，已成功研制了继日本伊势和韩国三星公司之后的世界第三大 FED 显示屏。它具有工艺简单、成本低廉等优点。但是这些 CNT 阴极都是利用丝网印刷的办法，将电弧法制备的 CNT 移植到导电衬底上而制备的。这种方法制备的阴极中的 CNT 分布很难控制，而且容易引入杂质而影响 CNT 薄膜的场发射能力。另外，丝网印刷也很难满足高精度阴极图形制作的要求。所以人们都在努力改善 CVD（化学气相沉积）这一类直接生长的方法，以期开发出一套成熟的 CNT 阴极制备工艺。此外，跟其他新兴显示器一样，CNT-FED 也同样面临着在实际运用中 CNT 的工作寿命问题。

3) 表面导电发射显示器 SED

与此同时，表面导电发射显示器 SED 也在悄然发展。所谓的表面导电发射是前苏联学者在 20 世纪 60 年代初期发现的，它与通常的场致发射有所区别，这种阴极结构完全是平面的，即阴极和引出的电极在一个平面内。电子可以通过声/光子和电子的形式或表面本身往外发射。采用适当的表面材料和在狭窄的隧道空隙加上电场就可以实现电子发射，其外加电场的强度要求较低。这种表面导电发射极不需要采用聚焦手段就可将电子直接打在荧光平板上。实际的表面导电发射显示器使用的是放在一对电极上的细氧化钡微粒的薄膜，通过特殊处理，在纳米多晶微粒的氧化钡薄膜上开一条非常小的空隙（一般是 $10\sim 20\text{nm}$ 宽），当电流流经电极时，电极间空隙区就发射或散射出电子，这些电子就被吸向带正电的涂有荧光体的阳极。整个发射极上有几百万个这类空隙发射极沉积在真空结构上，并在发射极与阳极之间放上隔离支撑条。这种平板显示器的厚度通常小于 10SED 物理结构如图 7.34 所示。

第一个 SED 原型产品是日本佳能公司在 1997 年开发的，显示器尺寸为 3.1 英寸，图像分辨率为 80×80 像素并能处理真彩图像。这种显示器的魅力表现在结构简单和控制电压低两方



面。后来又推出更讲究的 40 英寸显示器，它仅用 15V 驱动，耗功为每英寸 2.5W，发射平均亮度为 170 尼特。亚洲国际电子展 CEATEC 2006 (Combined Exhibition of Advanced Technologies 2006) 上，日本东芝推出了一款新型 55 英寸 SED 高清电视。东芝认为，SED 高清电视将能提供优于液晶和等离子高清电视的性能，而价格又不失竞争力，目前 SED 已初步实现产业化并投入市场。

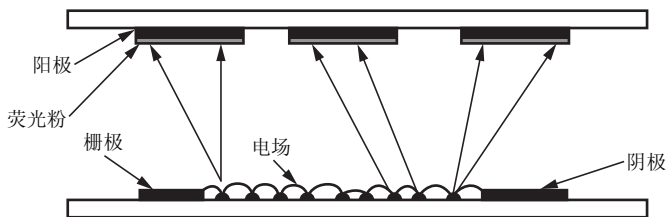


图 7.34 SED 物理结构

4) 弹道电子表面发射显示器 BSD

弹道电子发射最早的结果是 1995 年报道的，实际上指的是利用多孔硅实现的一种准弹道电子发射。这种发射有较高的效率和小的起伏，可以克服传统的 Spindt 型阴极的许多缺点，1999 年日本松下电子公司首次研制成功了世界上第一款弹道电子表面发射显示器 BSD 样品。

BSD 阴极的发射阈值电压大约为 8V，当栅极电压达到 30V 时，发射电流密度达到 $2\text{mA}/\text{cm}^2$ ，可以满足高亮度显示的需要。

BSD 阳极化过程形成的多孔结构实际上是由纳米颗粒组成的，通过快速氧化使得纳米颗粒和周围的多晶硅颗粒表面形成一层二氧化硅。当电子从基底进入多孔硅中后，由于电子和纳米颗粒之间的碰撞概率很小，使得电子在纳米晶粒中的平均自由程远远大于体硅本身的自由程，从而发生了准弹道效应。由于氧化层的存在，电子得到加速作用并获得能量而逸出。

3. 场致发射平板显示器的性能评价指标

评价材料场致发射特性的性能指标很多，主要包括开启电场、阈值电场、场发射电流密度、场发射电流稳定性、场增强因子、场发射电子的能量分布、场发射电子光斑分布及密度等。

1) 开启电场 E_{to}

开启电场和阈值电场（有时也称开启电压和阈值电压）是两个最常用的性能评价指标。从物理意义上讲，它们的大小表明了材料在外加电场作用下发射电子的难易程度：开启电场和阈值电场越小，表明材料中的电子越容易发射出来，功耗也就越低。

目前已发表的文献对开启电场的定义有三种：第一种定义是当场发射电流密度达到 $10\text{ }\mu\text{A}/\text{cm}^2$ 时的电场强度为开启电场，这是采用研究金刚石薄膜场发射文献中提出的定义；第二种定义是依据 Fowler - Nordheim 公式，作 $\ln(I/U^2) - 1/U$ 曲线，当场发射电流较小时，曲线斜率不遵从直线关系，当场发射电流达到一定值后斜率才遵从直线关系，定义斜率开始遵从直线关系时的电场强度为开启电场；第三种定义是当场发射电流达到 1nA 时的电场强度为开启电场。

上述三种定义都采用电场强度作为开启电场的定义，这是因为不同研究小组的电极间距不同。比较这三种开启电场定义，大多采用第一种定义。而第二种定义原则上讲是比较严格的定义，因为在电场强度较小时，个别点产生场发射，可能不遵从斜率为直线规律，但一般

由于条件限制难于清楚地测量出斜率开始遵从直线规律的拐点，因而不如第一种定义简明。第三种定义可能考虑到由于场发射面积难于准确计算等原因，而直接采用发射电流做定义。

2) 阈值电场 (Threshold Field)

当场发射电流密度达到 $10\text{mA}/\text{cm}^2$ 时的电场强度定义为阈值电场，原因是一个平板显示器的场发射电流密度需要至少达到此值才有可能在实际中应用。而有些文献则认为当电流密度达到 $1\text{mA}/\text{cm}^2$ 时在某些场合也可以达到使用的要求，因此取 $1\text{mA}/\text{cm}^2$ 作为阈值电场。在研究中，一般取场发射电流密度达 $10\text{mA}/\text{cm}^2$ 时的电场强度为阈值电场。

3) 场发射电流密度

场发射电流密度为阴极场发射电流与发射面积的比值。阴极的场发射电流密度大小反映了它的场致电子发射能力。场发射电流密度越大，表明材料的单位面积场致电子发射能力越强，如将其制成场致发射平板显示器或发光器件，显示器和发光器件的亮度就越大。

4) 场发射电流稳定性

材料场致发射性能的稳定性和可靠性直接表现在其场发射电流随时间的变化上。随着时间的延长，场发射电流越稳定，表明材料场致发射性能的稳定性和可靠性越好，这种稳定性和可靠性主要取决于材料的化学稳定性、热稳定性等物理化学性质以及场发射电流的大小。

5) 场增强因子

薄膜场发射是由两个平行板电极构成的系统，对于平行板电极系统的宏观电场 E_0 可写成 $E_0 = U/d$ ，其中 U 为两电极间所加电压， d 为两电极间距。但是由于作为场发射体的阴极是由众多尖端构成的，使得在尖端附近的电场强度远大于由上述公式计算出的电场强度，因此产生场发射的电场强度公式应修正为

$$E = \beta E_0 = \beta U/d \quad (7-4)$$

式中， β 称为场增强因子。根据 Fowler - Nordheim 场发射模型，测量 $I-U$ 特性，作 $\ln(I/E^2 - 1/E)$ 图，由图得出直线斜率为 $-6.83 \times 10^7 \phi^{3/2} \beta^{-1}$ ，这里逸出功 ϕ 单位为 eV，电场强度 E 单位为 V/cm，若逸出功 ϕ 已知，则可求出场增强因子 β 的数值。由于场发射尖端形状不一致，因此 β 是一个平均值， β 的大小直接影响开启电场和阈值电场。对于针尖场发射来讲，也可以把 E 和 U 之间的关系简写为 $E = \gamma U$ ，但此时 γ 只是 E 与 U 之间的比例因子，不能成为场增强因子。

6) 场发射电子的能量分布

场发射电子的能量分布比热发射电子的能量分布窄得多，通过研究材料的场发射电子能量的分布情况，可推断场发射电子是从材料的哪条能带中或哪部分逸出，这些结论有助于对材料的场致发射机理的理解。

7) 场发射图像的均匀性

薄膜场发射材料的形貌与场发射特性有很大关系，场发射图像对场发射源的尖端密度和表面形貌有很强的依赖关系，这可以通过场发射图像进行观测分析。当场发射源的尖端密度过大时，由于电场屏蔽会产生边缘效应，即边缘处的场发射尖端先发射电子，使场发射图像先在边缘出现，但场发射源太少时，发射密度较小，所获得的电流密度也就较小。

8) 场发射阴极的发射点密度

场致发射阴极的发射点密度可以间接利用测定涂覆荧光粉的阳极表面的发光光斑密度而获得。在外加电场作用下，电子从材料中发射出来，达到阳极上被汇总成场发射电流。如果在阳极上涂覆一层荧光粉，则与高速电子相撞击的荧光粉就会发光，形成亮点。从场发射材



料不同部分发射的电子在荧光屏上可形成一系列的光斑分布图。这种光斑分布的研究对于场致发射平板显示器的发射材料的研究十分重要。

7.5.2 立体显示技术

早在五千多年前的古埃及,人们就已经有了对三维成像技术的追求。考古发现当时对人物形象的画法造型,大部分都把脸表达成侧面的姿态,显示出额头、鼻子和嘴唇的轮廓,而眼睛和躯体的位置都是正面的,整个人物从头到脚有两次 90° 的转向。真人或站或坐都无法保持这种姿势,但这种奇特的造型却可使人物具有立体感和厚重感。

在欧洲的文艺复兴时期,绘画透视和雕塑艺术的研究和实践就已经表明了只有给两只眼睛分别提供相对独立的图像,在恢复了双眼视差的情况下,才可能获得真实的立体视觉。最早出现的双眼立体视觉技术采用分光眼镜和立体镜的方法观察立体图像。到了16世纪,人们开始用不同的颜色为左右眼分别绘制有一定差异的图像,然后通过滤光镜来观察,产生立体视觉的效果。17世纪末18世纪初研制了“立体镜”,它为每只眼睛提供独立的视觉通道,立体感非常强烈,这种“立体镜”至今仍然是观察立体图像的一种有效手段。

19世纪科学家尝试构造一种不借助辅助装置就能观察到立体画面的方法,但以失败告终。19世纪末电影发明后,科学家又尝试用电影来表现运动的立体视觉图像,他们首先采用两部摄影机模拟人类双眼进行拍摄,然后将偏振光滤光镜安装在放映机的镜头上,观众通过配戴偏振光眼镜观察运动的立体图像。这种立体电影技术一直沿用至今。

20世纪初黑白电视机发明以后,人们就开始着手研制立体电视,传统的用于观察静止图像或电影图像的立体显示方法几乎全部被应用到立体电视技术之中。在黑白电视时代,比较成功的立体电视是由两部电视摄像机拍摄影像并用两个独立的视频信道传输到两部电视机,每部电视机的屏幕上安置一块偏光板,然后用偏光眼镜去观察,这样的立体电视系统可以获得较好的立体图像。

20世纪50年代,彩色电视技术发展接近实用的阶段,“互补色立体分像电视技术”开始应用于立体电视。基本方法是用两部加装滤光镜头的摄像机去拍摄同一场景图像,在彩色电视机的屏幕上观众看到的是两幅不同颜色的图像相互叠加在一起,使用颜色互补的滤光镜就可以看到立体电视图像。这种立体电视成像技术兼容性好,在立体电视技术领域曾经风靡一时,但存在的问题也十分明显,由于通过滤光镜去观察电视图像,彩色信息损失极大;另一个问题是彩色电视机本身的“串色”现象引起干扰;同时由于左右眼的入射光谱不一致,易引起视觉疲劳。20世纪70年代末由于光开关新材料的出现,人们可以制造光开关眼镜,出现了时分式的立体电视技术。时分式的立体电视技术采用彩色电视信号的奇场和偶场播放立体电视信号。80年代初,日本东芝公司研制出时分式立体电视投影机。1985年,日本松下公司的时分式液晶眼镜立体电视样机获得成功。由于宽银幕立体声技术的发展,立体显示技术的研究一度陷入了低谷。

自20世纪90年代以来,人们已不满足于宽银幕立体声技术带来的视觉效果,目光又重新回到更具真实视觉的立体显示技术,在世界范围内掀起了新一轮的立体显示技术研究的热潮,通过十几年的研究攻关,发展了多种不需要配戴助视眼镜的个人立体显示器,使之成为家电娱乐、立体仿真、虚拟现实的必要设备。

从立体显示技术发展历史来看,先后出现了基于各种分割左右眼视图的方法,形成了多种不同的立体显示器类型。立体显示技术的实现方法大致可以分为全息显示方法和非全息显

示方法两大类。目前的研究方向主要集中于基于平板显示器（TFT LCD、PDP 等）的裸眼立体显示技术。

1. 立体显示技术的应用领域

真三维立体显示技术的独特的体素激活方式、全新的显示原理，是对目前平面显示器以及相关图形图像处理技术的一次革新，并将逐渐对各种应用领域产生巨大的影响。尤其是在军事、医学、航空、广告、娱乐等行业。

1) 在军事领域的应用

通过这种立体三维显示技术，对于战场环境的精确模拟就变得十分有效。该技术相对于模拟战场环境的固定沙盘或者二维电子沙盘，它可成为一个真三维立体电子沙盘。这样一个显示系统不需要用户戴偏光镜就可以充分展现真三维的效果，我们可以非常方便地变换场景，而且可以随意对战场环境进行缩放、旋转和平移操作，可将战区场景随意拉远和拉近，这样就有利于战区指挥官洞悉整个战区环境，更便于指挥作战。对于陆海空的时空战场，以及战场中的坦克、潜艇、作战飞机，其位置是随时移动的。利用这样一个系统，可以随时再现当前时刻战场上敌我双方的战斗情况，以便于随时根据战场情况下达不同的命令，也便于及时处理战区发生的突发事件。由此可见，真三维立体显示技术在军事上将具有很好的应用前景。该技术的突破将会对我国军事技术领域相关技术的发展起到积极作用。它可应用在如下等领域：

(1) 海军水面舰艇和水下潜艇作战指挥系统。当舰艇在海面航行或潜艇在水下航行时，周围环境的参考物相对很少，位置、航向等判断方式也不直观。采用该技术，可以预先通过显示保存好的环境数据，及时显示潜艇所在位置和方向，能及时增加周围其他情况的变化，如敌方舰艇的情况等。可以帮助指挥人员及时、直观地掌握环境变化及战场情况。

(2) 真三维坦克作战指挥系统。坦克作战，尤其是大规模坦克作战，双方对地形地貌的依赖性都很强。而且战场上的情况变化迅速，哪一方能迅速全局地掌握战场变化，并根据情况做出迅速的判断和调整，就可能掌握先机。通过真三维立体显示技术，不仅可以将战场情况及时表达出来，而且还可以对战局做出正确判断，迅速调整坦克群的分布。

(3) 真三维作战指挥训练系统。目前，在作战指挥训练中，已经大量引入了电子信息技术、网络技术，使得指挥训练系统更加电子化、模拟化。不仅能有效锻炼指挥人员的能力，而且减少大量训练费用。因此，指挥训练系统的演示效果非常重要，必须直观逼真。而引入真三维立体显示技术以后，可以为原有的训练系统增加一个全新的战场战局观察途径，其与现实一致的三维效果有助于指挥人员更加方便直观地学习。

事实上，作为一个显示系统，不仅可以用在以上所说的各种场合，而且可以应用在任何需要显示三维图像的系统中。不论是简单的电子地图显示，还是实战中的作战指挥，都可以应用这种全新的技术。

2) 在医学领域的应用

目前，医学影像处理技术在医学领域，尤其是医疗诊断，发挥了日益重要的作用。但由于显示技术的局限性，使得很多医学影像数据无法得到充分的利用。而采用真三维立体显示技术后，利用其逼真的显示效果，可以有助于医生对症状的判断。在做介入手术时，也可以通过该显示器，快速准确地定位手术部位，减少患者的痛苦和手术的时间。另外，目前三维 B 超设备也在开始应用，同样也是因为显示器的限制，只能通过多个平面显示器来观察图像。



而采用真三维立体显示器后, 就可以获得逼真的效果。

3) 在民用领域的应用

真三维立体显示技术在民用方面也有着很大的前景, 虽然有些应用将比较远, 但是该技术蕴含的应用潜力将不断促进新的民用应用产品的出现。目前, 最早应用相关产品技术的是民航, 在英国的空中交通管制中心, 正使用一套真三维立体显示系统, 能直观地看出进出机场飞机的空间位置, 以便调度人员正确引导飞机的起飞降落。在家庭娱乐方面也将产生革命性的变化, 通过该显示技术将极大促进相关产业的发展。

2. 立体视觉机制

人借助视觉信息进行三维辨认时, 需要感知各种信息作为线索, 如物体的距离 (视距)、物体之间的前后位置 (视深)、视觉对象的方向等。空间辨认的精度主要取决于距离和方向的检测精度和稳定性, 因此研究后一类线索以至立体视觉形成过程是很重要的。在只有单眼信息的情况下, 作为感知距离和方向成分的线索虽然很多, 但与人的正常立体视觉机制有关的只有两个: 调节和单眼运动视差。

调节是为了使观察的物体在视网膜上成像, 因此与该物体离眼睛的距离有关, 它对于立体视觉过程的形成是不可缺少的。依靠调节来检测距离的能力与成像系统的焦深和调节的肌肉系统有关。焦深 ΔD 由下式决定:

$$\Delta D = \varepsilon D / r \quad (7-5)$$

式中, r 为瞳孔直径, ε 为分辨率, D 为屈光度。由此式可见, 瞳孔直径越大, 分辨率、屈光度越小, 精度就越高。因此, 若眼球大而视网膜细胞小精度也就高, 满足这一条件的光学系统一定是望远系统, 由单眼视觉所产生的单眼运动视差主要是由观察者移动身体以使空间物体的相互位置变化, 从而判断物体间的前后位置。

人是双眼动物, 双眼观察空间对于立体视觉的形成十分重要。观看物体时, 在人的双眼形成的像彼此略有差异。这一差异量 (视差) 与空间物体的位置有决定性的关系, 双眼视觉通道加工和传递双眼上的视觉信息。

双眼视觉是完成三维空间辨认的主体, 单眼视觉只是其中的一个过程。因为, 在视皮层加工的最终结果, 既不是左眼像, 也不是右眼像, 而是一个心理像。通过图像识别, 以测定在双眼视觉的条件下单眼图像的识别能力, 即使双眼视力很好的被试者也不能在双眼视物的条件下, 确切地指出单眼图像的形态特征, 如线段长度差别 ΔL_l 、 ΔL_r ; 角度差别 $\Delta \Phi_l$ 、 $\Delta \Phi_r$ 等。此时, 双眼信息作为“噪声”完全掩盖了单眼的视觉图像。所以双眼视觉是视分析器得出的结果。

双眼单视是高级脊椎动物和人类所独有的视觉特点, 人的双眼相距约为 65mm, 几乎处于平行位置, 两眼视野大部分重叠。而且, 物体在两眼视网膜上单独成像。但是, 这两个物像是同时产生的, 大脑皮层能将这两个物像融合成一个物像, 这就是双眼单视。双眼单视的条件是物像必须落在两眼视网膜的相对点上, 皮层才能将其融合为与原来视网膜上的像一样的视觉像, 形成单一的图像。如果物像落在两眼距中央凹不等的视网膜非相应点上, 就不能融合成这种单一的图像 (见图 7.35), 这也是在观看立体图像时的基本要求。

将双眼视觉像融合为一个视觉像的机能称为融合机能。融合机能是产生双眼单视的重要条件, 也是产生立体视觉并完成合成的重要条件。假设双眼单视所得的单一图像或双眼所得的立体视觉像是控制双眼的单一器官功能所致, 可以设想一个位于双眼中间的眼, 左右眼视

网膜像的重合代表这一假想眼产生的单一像。这个中间的假想眼代表双眼的视觉功能，称为中央眼（见图 7.36）。视觉空间定位，既不单纯依据左眼，也不单纯依据右眼，而是以中央眼向正前方的延伸线为依据，以判知正前方的深度方向。

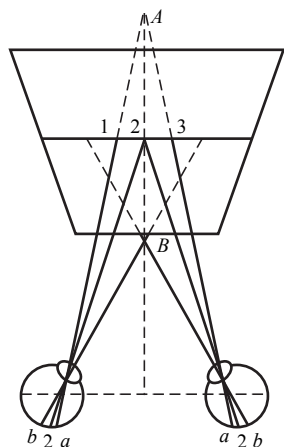


图 7.35 双眼单视和立体视

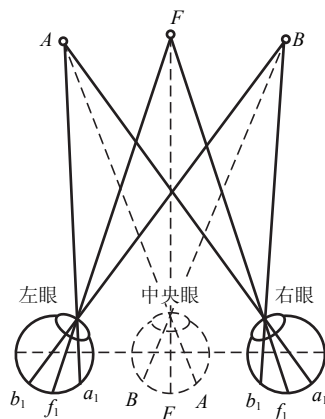


图 7.36 中央眼

人在看外界物体时，物体的映像是单一的，好像是被一只眼睛看到的，从主观感觉的角度来看，两只眼睛可以看作单一的器官。人们用一只理论上假想的眼睛来代表这个器官。这个假想的单一的眼睛叫做中央眼（cyclopean eye），它位于两只真眼中间，在鼻梁的上面。图 7.36 表示这个假想的中央眼。如果将两个视网膜重叠起来，使两个中央凹及相应的像线相吻合，那么这个双视网膜即代表假想眼的视网膜。

这个假设的中央眼是处理立体知觉问题时很有用的概念。在对物体进行空间定向的时候，我们的视觉方向既不是左眼，也不是右眼，而是把自己作为视觉中间的中心，把从这个中央眼的中央凹向前方延伸的直线作为视觉正前方来判断对象是在正前方、左侧或右侧的。

单眼调节、运动视差以及双眼单视、双眼视差、中央眼的概念描述了人眼立体视觉机制的形成，是立体显示技术研究的重要基础。

【本章小结】

本章主要介绍发光二极管（LED）、电致发光显示器（EL）、液晶显示器（LCD）、TFT 液晶显示器、等离子显示器（PDP）、有机电致发光显示器（OLED）、场致发射平板显示器（FED）、立体显示技术等，各种平板显示器件的工作原理、发展历史、基本结构、特性参数、基本的驱动电路及设计思路。同时，也详细介绍了不同平板显示器件的优缺点和各自的应用场合。

【知识链接】

平板显示技术在军事上的应用

20 世纪，CRT 显示器在军事上的应用非常普遍，因为 CRT 显示器在所有的显示技术中具有最好的动态范围、最高的色彩和灰度精确性、最精确的灰度系数、支持宽范围的分辨率、没有运动伪像，且具有最宽的视角。它从显示效果上几乎是无止境的，在航空、航天等领域



对监视器要求最严格的地方用来对图像或者画面进行准确的监控。但是 CRT 由于它的体积和重量大的特点, 以及 CRT 显示器的色彩重合、均匀性和纯净性、几何变形都很容易受到地球的磁场和附近的电子设备电磁环境的影响, 所以在军事装备中的应用不很广泛。

在美军的未来作战系统 (FCS) 计划中, 要求显示器具备为作战车辆和士兵提供必要的指挥、通信、控制功能的能力。这些应用将要求轻薄的显示器将信息传达给单兵。但作为现在主流的平板显示器不适合在新兴的军事上应用, 而且, 它们需要笨重的加固, 才可以被纳入军事应用, 这就加大了体重。大幅度降低体积、重量和功耗需求是柔性显示器 (OLED) 吸引军事应用的本质原因。美军的柔性显示技术的应用, 目标是降低功耗, 提高可靠性, 并降低显示器的体积和重量。随着一些柔性显示技术的商业化应用, 在现有的装备系统上采用柔性显示器对于一名士兵来说就可以携带更轻便的电池或保持同样的电池负荷而得到更长的持续时间, 而对于大型设备, 系统可以提供更少的功率输出。也因为该显示器在使用运输中不易破碎, 军队装备的维修成本降低, 从而延长了系统的寿命。

类似于对平板显示技术的开发应用, 柔性显示器也将随着技术的日趋成熟在军队中衍生出多种应用。同时, 使用柔软、可弯曲折叠的显示器来传达信息给士兵, 可以改善和提高他们的作战能力。柔性显示器的应用也将从穿戴式显示器到可以全尺寸卷起的显示器, 潜在的应用还包括附着在设备、车辆内和墙壁上的显示器以及可取代投影系统的大型柔性显示器, 把整个显示屏做成一个幕布, 可以将它卷起来便于运输, 悬挂在墙上, 或铺在地上进行任务计划。目前已经研发出可以实现像纸一样阅读舒适、超薄轻便、可弯曲、超低功耗的电子显示技术, 这样类似纸张的电子显示器, 兼有纸的优点, 又可以像我们常见的液晶显示器一样不断转换刷新显示内容。电子纸显示长期以来一直是停留在人们头脑中的幻想, 但是随着显示技术方面一系列突破性进展, 革命性的电子纸显示技术终于走向大众、走向实用。目前实现电子纸技术的途径主要有胆固醇液晶显示技术、电泳显示技术、电子粉流体显示技术 (QRLPD) 和双稳态阵列液晶显示技术等。

其中以电泳显示技术为最有前途的技术途径。由于电子纸不需要背光, 没有电流转换器, 因此 IEM 干扰很小, 特别适合转为军事应用。2004 年, 美国军方建立了军用柔性显示器中心 (FDC), 中心的核心技术目标是为高性能的柔性显示器开发材料、工艺和制造技术, 以使显示器能够非常坚固、轻质、小体积、低功耗、低成本。

习 题

- 7-1 LED 的工作原理及其特性表现怎样?
- 7-2 什么是液晶? 液晶的分类有哪些?
- 7-3 TFT 液晶显示器的原理是什么?
- 7-4 PDP 与其他显示器相比优势是什么?
- 7-5 什么是有机电致发光显示器? 其工作原理是什么?
- 7-6 场致发射平板显示器的技术优势有哪些?
- 7-7 与传统照明相比, 发光二极管的优势何在?
- 7-8 OLED 的主要性能参数有哪些? 怎样评价 OLED 的性能好坏?
- 7-9 试比较 LED、PDP、OLED 的性能特点及各自的优缺点。
- 7-10 通过本章的学习, 试讨论未来平板显示的发展趋势。

第 8 章

光电子技术应用举例

【学习目标】

通过本章学习，了解本书前面几章介绍的各种光电子技术在日常生活中多个领域越来越广泛的应用。

【学习要求】

- 了解光电成像系统的基本应用
- 了解激光在印刷技术中的应用
- 了解光电子技术在光盘存储中的应用
- 了解 CCD 摄像机、数码相机的基本原理和应用
- 了解光纤通信系统光纤到户的基本应用
- 了解激光在加工领域的应用
- 了解光学全息技术的基本应用
- 了解激光在大气环境探测方面的基本应用
- 了解激光武器的关键技术
- 了解激光在医学治疗中的应用

【引例】

光电子技术的应用给我们的生活带来了日新月异的变化，例如，光电成像技术极大地推进了测控技术的自动化，激光印刷技术使得我们结束铅字印刷时代，激光存储技术使存储信息量大大增大，CCD 摄像机和数码相机的使用，可以记录生活中美妙的瞬间。光纤通信使得地球村通信更加方便、快捷。激光焊接使得接缝更加环保、牢固。全息三维显示技术使得我们拥有越来越丰富的视觉效果。激光遥感实现了大气层高达几十千米的大气环境探测。利用激光手术刀，减轻了手术创伤度，增加了手术的精准度等。

图 8.1 简单显示了上述提到的几种光电子技术应用。



图 8.1 几种光电子技术应用



8.1 光电成像系统的应用

光电成像集成了光学系统和电学技术的特点,利用光电成像技术可以有效地扩展人类自身的视觉功能,能更快、更广地捕捉信息,在现代工业和社会中有着广泛的应用。

8.1.1 线阵 CCD 的应用

线阵 CCD 常用于几何量的测量,如位移、直径等。图 8.1 (a) 所示为用投影方式测量某小型零件直径原理图,线阵 CCD 放在被测对象后面,用平行光照射被测目标,没有被被测目标遮挡的光线直接入射到 CCD 单元上,而被被测物体遮挡的光线则不能入射到 CCD 中,这样使得 CCD 中不同像元上接收的光强不一致,经过 A/D、数字信号处理(DSP)等处理电路,最后可以直接显示被测物体的直径值。图 8.1 (b) 所示为用成像方式测量某目标物体高度的原理图,基本原理与图 8.1 (a) 相似。

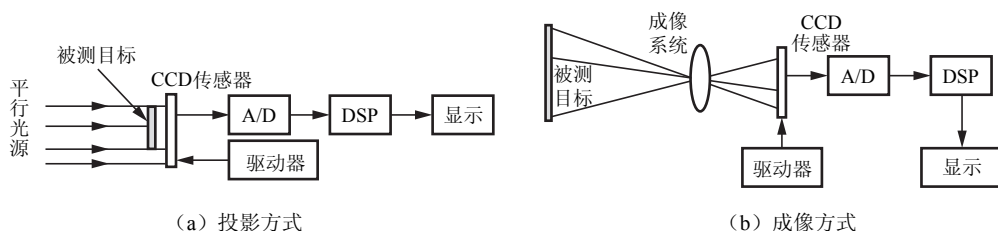


图 8.1 利用投影和成像进行测量的结构

8.1.2 面阵 CCD 和 CMOS 的应用

面阵 CCD (或 CMOS) 广泛应用于视觉检测技术,视觉检测技术目前是精密测试技术领域内最具有发展潜力的新技术,它综合运用了电子学、光电探测、图像处理和计算机技术,将机器视觉引入工业检测中,实现对物体(产品或零件)三维尺寸或位置的快速测量,具有非接触、速度快、柔性好等突出优点,在现代制造业中有着重要的应用前景。

一个典型的工业机器视觉系统包括光源、镜头、CCD 照相机、图像处理单元(或图像捕获卡)、图像处理软件、监视器、通信及输入/输出单元等。

机器视觉检测系统采用 CCD 照相机将被检测的目标转换成图像信号,传送给专用的图像处理系统,根据像素分布和亮度、颜色等信息,转变成数字化信号,图像处理系统对这些信号进行各种运算来抽取目标的特征,如面积、数量、位置、长度,再根据预设的允许度和其他条件输出结果,包括尺寸、角度、个数、合格/不合格、有/无等,实现自动识别功能。图 8.2 所示为在轴承装配线上利用视觉系统检查轴承中滚珠是否脱落。



图 8.2 视觉系统用于轴承检测

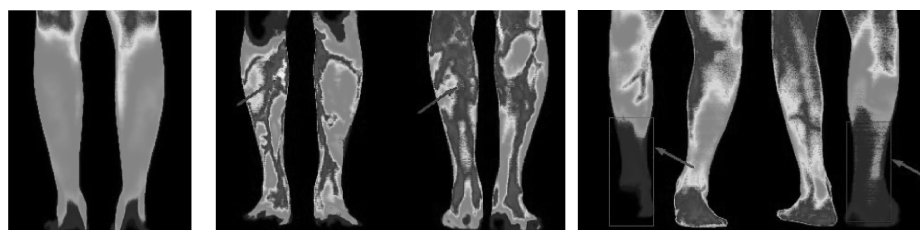
8.1.3 红外成像系统的应用

由红外热成像技术的原理与特点可知，红外热成像技术能很好地应用于智能视频监控系统中，并且往往是普通摄像监控所不能完成的。1933年，哥本哈根大学国家医院的哈克塞森首先把红外摄影技术用于皮肤病学的研究，此后人们就把这一方法广泛地应用于医学实践。

如在医学中，正常人体的温度分布具有一定的稳定性和对称性。因此，人体温度分布的某处改变（一般由血流和代谢的改变引起），即表示该处疾患的产生和存在。各种疾病所产生的局部新陈代谢的异常活跃或降低，与周围组织会有温差，由此形成的红外热图可以为判断疾病和疗效观察提供较客观的依据。

结合常规的摄影技术，红外摄影方法可以显示出静脉曲张的特征性异常表现。它表现为在正常小腿上能见到比较细直的分枝，形成多边形的网状结构。在静脉曲张病例中，常见到蜿蜒弯曲的分枝增粗成静脉小岛，它在红外照片中清楚地显示出来，而用普通摄影或肉眼是看不出来的。

正常人的腿部，双腿基本对称，双足由于负重过久而血流不畅，导致低温。静脉曲张患者的腿部远红外热像，血管明显增温、增粗，箭头所指处尤为明显。脉管炎患者的腿部远红外热像图，患腿由于血管疾病而血流不畅，导致低温，如图 8.3 所示。



(a) 正常人的腿部 (b) 静脉曲张患者的腿部 (c) 脉管炎患者的腿部

图 8.3 人的腿部红外成像图片

8.2 CCD 摄像机和数码相机

在 6.2.1 节详细介绍了电荷耦合器件（Charge Coupled Device, CCD）的基本原理，本节在此基础上概述其典型应用。

8.2.1 CCD 摄像机

CCD 摄像机基于 CCD 基本原理工作，它体积小，重量轻，不受磁场影响，具有抗震动和撞击特性。

CCD 摄像机的工作原理是：被摄物体反射光线，传播到镜头，经镜头聚焦到 CCD 芯片上，CCD 根据光的强弱积聚相应的电荷，经周期性放电，产生表示一幅画面的电信号，经过滤波、放大处理，通过摄像头的输出端子输出一个标准的复合视频信号。

CCD 最基本的结构是彼此非常靠近的一系列 MOS 电容器，这些电容器由同一半导体衬底制成，衬底上面生长均匀、连续的氧化层，只是各个金属化电极互相绝缘，但只相隔极小的距离，这是保证相邻的势阱耦合和电荷转移的基本条件。任何可移动的电荷信号都将向表面



势大的位置移动，这就造成了相邻势阱间的电荷转移，如此不断地进行直到阵列的边缘，馈送至输出电路形成输出信号。

常见的 CCD 电荷转移为三相时钟脉冲结构，每三个栅为一组间隔排列，每相邻两个栅极使用同一个时钟脉冲。如图 8.4 所示，在 t_1 时刻， ϕ_1 为高电位，在第一个栅极下面形成耗尽区，外部所注入的电子聚集在这个势阱中；在 t_2 时刻， ϕ_1 电位降低， ϕ_2 电位升高，第一栅极势阱逐渐变浅，第二个栅极势阱逐渐变深，同时，电子逐渐由势阱 1 向势阱 2 转移；在 t_3 时刻，势阱 1 中的电子完全转移到势阱 2 中；在 t_4 时刻， ϕ_2 电位降低， ϕ_3 电位升高，第二栅极势阱逐渐变浅，第三栅极势阱逐渐变深，同时，电子逐渐由势阱 2 向势阱 3 转移；在 t_5 时刻，势阱 2 中的电子完全转移到势阱 3 中。这样，电荷就被转移出去了。

图 8.4 表示了 CCD 结构的三相结构、电荷转移过程、时钟脉冲示意图。

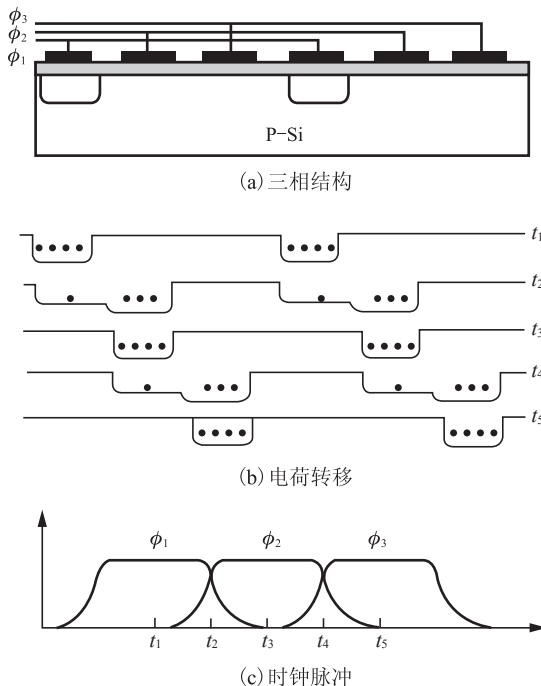


图 8.4 CCD 电荷转移原理示意图

8.2.2 数码相机

1. 工作原理

数码相机即 DC (Digital Camera)，其工作原理与 CCD 摄像机基本相似，不同的是 CCD 摄像机采集连续图像，而数码相机一般采集一幅图像。按用途分为：单反相机、卡片相机、长焦相机和家用相机等。

与普通照相机在胶卷上靠溴化银的化学变化来记录图像的原理不同，数码相机的传感器是光感应式的电荷耦合 (CCD) 或互补金属氧化物半导体 (CMOS)。光线通过镜头或者镜头组进入相机，通过成像元件 CCD 或者 CMOS 转化为数字信号，数字信号通过影像运算芯片储存在存储设备中，例如闪存。数码相机工作原理框图如图 8.5 所示。

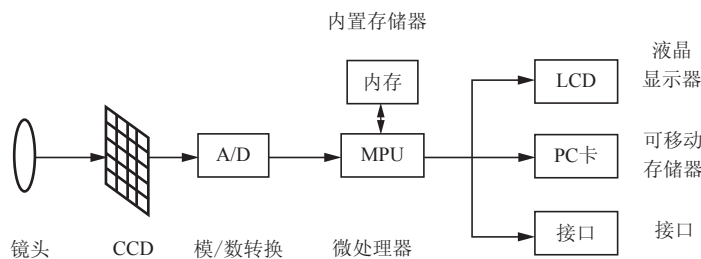


图 8.5 数码相机工作原理框图

2. 单反相机

单反相机是目前最流行的相机，“单反”是指用一个镜头反光，取景和曝光共用一个镜头。光路如图 8.6 所示，在系统中，巧妙地设计了反光镜和五棱镜。取景时，反光镜将光线反射到五棱镜上，再进入取景器，摄影者可以直接观测到影像；拍摄时，将反光镜抬起，光线直接入射到感光元件上。摄影和取景共用一个镜头，保证了取景时看到的景物和拍摄的景物完全一致，解决了拥有独立取景镜头旁轴相机或双反相机的视差问题。除此之外，单反数码相机与普通数码相机相比，拥有更大尺寸的 CCD 或 CMOS 图像传感器，不仅像素更高，单个像素的面积也是普通数码相机的几倍，这样大大提高了信噪比，而且响应速度很快，能够拍摄出很高质量的精彩图像。同时，单反相机可以根据摄影者的需要，换用各种镜头，节省了摄影爱好者的开支。还可以使用其他一些辅助设备，并带有手动调节的功能，迎合各种摄影者的需求和环境的变化。

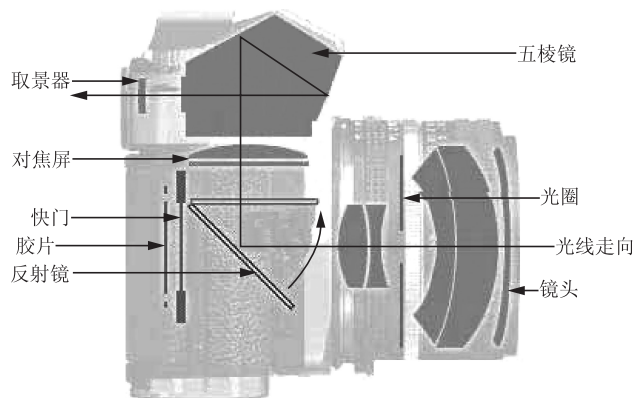


图 8.6 单反相机光路图

8.3 光盘存储

20 世纪 70 年代初期，荷兰飞利浦（Philips）公司的研究人员开始研究利用激光来记录和重放信息。利用激光来记录信息的革命便拉开了序幕。它的诞生对人类文明进步的影响，不亚于纸张的发明对人类的贡献。



8.3.1 分类与信息存储

1. 光盘结构

主要由保护层、反射层、刻槽和聚碳酸酯衬垫组成,如图 8.7 所示。激光束穿过透明聚碳酸酯衬垫到达刻槽,经过铝反射层进行反射,保护层保护光盘,同时也可以做出标识光盘的图标。

2. 分类与刻录

数字光盘分三类,只读式存储器(read only memory),指已存入信息的光盘;一次写入式存储器(write once read memory),供用户写入信息,写入后不能擦除或重写;可擦除重写式存储器(rewritable memory)。

1) 只读式存储器

记录介质主要是光刻胶,先将信息刻录在介质上制成母盘,然后进行压模复制大量子盘。只能用来播放已经记录在盘片上的信息,用户不能自行写入。

2) 一次写入式存储器

细微光束照射在介质薄膜上,烧出直径为 $0.6\mu\text{m}$ 的小孔,或使在 $0.6\mu\text{m}$ 直径范围内的介质发生不可逆的物理化学变化,如反射率、折射率与周围的不同。可以把小孔作为二进制中的 1,把没有发生物理化学变化的部分作为 0。把要存储的信息取样、量化、编码,通过驱动电路去调制半导体激光器,使其发出的光功率随信息做线性变化。由这样的激光束在存储介质上留下的小孔,就是信息的写入。

3) 可擦除重写式存储器

介质有磁光型、相变型等几类。磁光型光盘介质主要使用非晶态稀土、过渡族元素合金。借助于外磁场和激光共同作用来写入信息。激光器的输出功率维持不变,一直照射着存储介质,使介质的温度接近居里温度,因而被照射处介质的磁化强度为零。当外磁场的方向在信息的调制下或上或下地变化时,介质中的磁化强度也随之呈现向上或向下的方向,以此来表示 0 和 1,从而记录下要存储的信息。可擦写型磁光盘能够反复多次擦写,是可擦写光盘的主要类型。

相变型光盘主要利用在热作用下,非晶态与晶态的转变引起反射率的变化,而作为记录点与周围的反差对比。晶态用激光加热至熔融区而急冷形成非晶态为写入过程。非晶态在软化区加热而结晶作为擦除过程。相变材料目前的主要问题是擦除时间较长和多次擦写不易保持材料结构和成分的稳定。

3. 信息读出

光盘上的数据要用驱动器来阅读。驱动器由光学读出头、光学读出头驱动机构、光盘驱动机构、控制线路以及处理光学读出头读出信号的电子线路等组成。光学读出头是系统的核

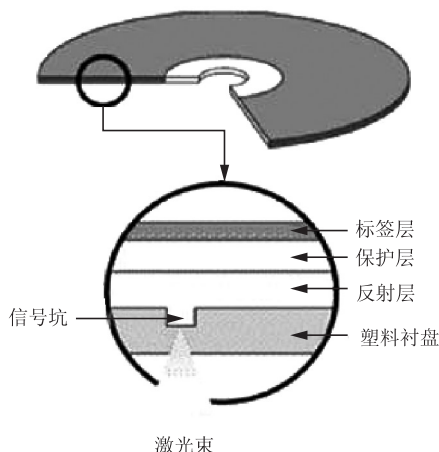


图 8.7 光盘基本结构图

心部件之一，它由光电检测器、透镜、激光束分离器、激光器等元件组成，它的结构如图 8.8 所示。激光器发出的激光经过几个透镜聚焦后到达光盘，从光盘上反射回来的激光束沿原来的光路返回，到达激光束分离器后反射到光电检测器上，由光电检测器把光信号变成电信号，再经过电子线路处理后还原成原来的二进制数据。

激光将透过聚碳酸酯和有机染料层，照射在镀金层的表面，并反射到光电二极管检测器上。烧制在光盘上的光痕会改变激光的反射率，光盘驱动器根据反射回来光线的强弱来分辨数据 0 和 1。光盘上压制了许多凹坑，激光束在凹坑部分反射的光强，要比从非凹坑部分反射的光强弱，光盘就是利用这个极其简单的原理来区分“1”和“0”的。凹坑的边缘代表“1”，凹坑和非凹坑的平坦部分代表“0”，凹坑和非凹坑的长度代表有多少个“0”。光盘信息读出原理图如图 8.9 所示。

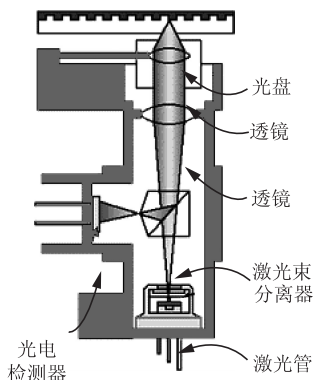


图 8.8 光盘光学读出头结构图

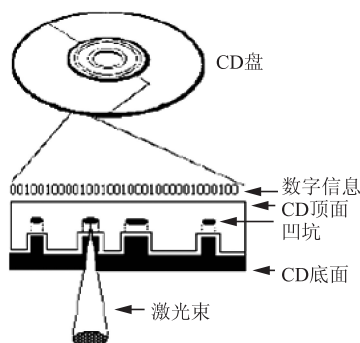


图 8.9 光盘信息读出原理图

8.3.2 DVD 与 CD 的区别

DVD 是 Digital Video Disc 的缩写。DVD 的特点是存储容量比现在的 CD 大得多，最高可达到 17GB，一片 DVD 盘的容量相当于现在的 25 片 CD-ROM (650MB) 的容量，而 DVD 尺寸与 CD 相同。DVD 盘和 CD 盘直径均为 120mm，厚度为 1.2mm，不同的是 DVD 盘光道之间的间距由原来的 $1.6\mu\text{m}$ 缩小至 $0.74\mu\text{m}$ ，而记录信息最小凹凸坑长度由原来的 $0.83\mu\text{m}$ 缩小到 $0.4\mu\text{m}$ ，这是 DVD 盘的存储容量大大提高的主要原因之一。

CD 盘与 DVD 盘的区别如图 8.10 所示。

1. 短波长激光

常规的 CD 播放机和 CD-ROM 驱动器采用波长为 780nm 的红外光来读出盘上的信息。为了把光道距离及信息记录凹凸坑的长度和宽度做得更小，DVD 刻录机和播放机就需要采用波长更短的激光源，这是因为光学读出头的分辨率和激光波长成反比。使用波长为 635/650nm 的激光源，这样可以产生直径比较小的聚焦激光束。

2. 大记录区域

加大光盘的数据记录区域。DVD 盘的记录区域从 CD 盘的 86cm^2 提高到 86.6cm^2 ，见图 8.11。总容量提高了 1.9%。

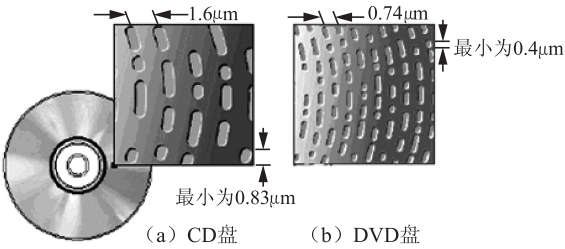


图 8.10 CD 盘与 DVD 盘的区别

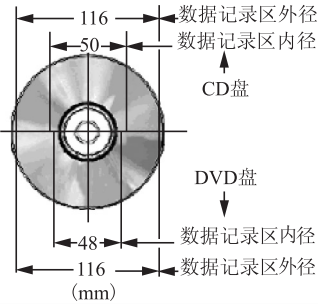


图 8.11 CD 盘与 DVD 盘的记录区域

3. 双面和多层记录

使用盘片的两个面记录数据，如图 8.12 所示。

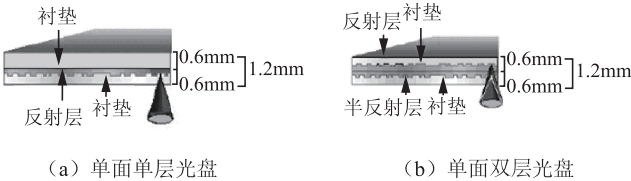


图 8.12 单面单层和双层光盘

8.4 全息技术应用

光全息术是一门正在蓬勃发展、充满生机的光学分支。随着全息技术的快速发展，全息技术的产品必然会越来越多地走向市场，应用于现代生活中，其发展前景无限美好。

8.4.1 全息干涉测量

全息干涉测量是指利用全息照相的方法获得两个光波（也称为全息像），其中一个光波是标准波前，另一个光波是变形物体产生的变形波前，并使两光波进行干涉度量比较的计量技术。最常用的方法是单次曝光法、两次曝光法和时间平均法。

单次曝光法是通过第一次曝光把物体标准波前记录在全息图上，然后将这张全息图精确地放在原记录位置上，用变形的物光波和原参考光同时照射全息图，原参考光再现出原物标准波前，这个波面和直接透过全息图的变形物波前干涉，若物体因外界原因发生形变，则干涉条纹的形状、疏密和位置分布就反映了物体的形变，这一方法可以对任何形状的物体在不同条件下的状态变化进行实时监测，所以单次曝光法又称为实时法。

单次曝光法干涉测量如图 8.13 所示。

两次曝光法是在同一张底片上拍摄同一物体变形前后的两个状态的全息图。当用原参考光照射全息图时，同时再现出变形前后的两个状态产生的光波，两光波将发生干涉，通过对条纹的分析和计算，就可以确定物体的形变。这种方法不能观察物体连续变化的情况，但对底片的安放及对再现光的要求不那么严格，易于实现。

两次曝光法干涉测量如图 8.14 所示。

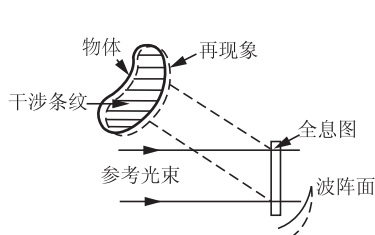


图 8.13 单次曝光法干涉测量

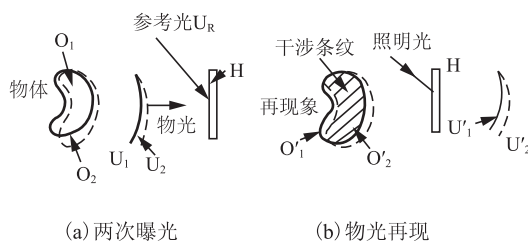


图 8.14 两次曝光法干涉测量

时间平均法是对一个振动物体做连续不间断的全息记录，由于记录时间远比振动周期长，因此所记录的是振动物体各个状态在这一段时间内的平均干涉条纹，再现时将出现干涉条纹。对干涉条纹进行分析可得到物体振动的模式及振动物体表面各点的振幅信息。

8.4.2 全息存储

全息存储是 20 世纪 60 年代随着激光全息发展而发明的一种大容量的高存储密度方式。全息存储具有密度高，衍射效率高，噪声低，分辨率高，保真度高，冗余度高，数据读取速率高及可并行处理等独特优点。全息存储、读出原理如图 8.15 所示，待存储的数据经空间光调制器被调制到信号光上，形成一个二维信息页，然后与参考光在记录介质中发生干涉，利用材料的光折变效应形成体全息图，从而完成信息的记录；读出时使用和原来相同的参考光寻址，可以读出相应的存储在晶体中的全息图，然后使用光信号探测器件如 CCD 将读出的图像输入到计算机中。记录介质中形成的图案，也就是通常所说的光栅。一个光栅可以储存一批数据，称为一页。全息存储器在存储数据和读取数据时都是以页为单位，通过改变激光束的入射角度就可以在一块晶体中存储许许多多的数据页，从而大大提高了存储容量。与目前的存储技术相比，全息存储在容量、速度和可靠性方面都极具发展潜力。由于全息存储器是以页作为读写单位，不同页面的数据可以同时并行读写，理论上其存储速度将相当迅速。业界普遍估计，未来全息存储可以实现 1GBps 的传输速度，以及小于 1ms 的随机访问时间。使用全息存储技术后，一块方糖大小的立方体就能存储高达 1TB 的数据。当然由于波的干涉和其他噪声干扰等，目前全息存储技术还未达到理论中的存储容量，另外数据的正确率还有待提高。

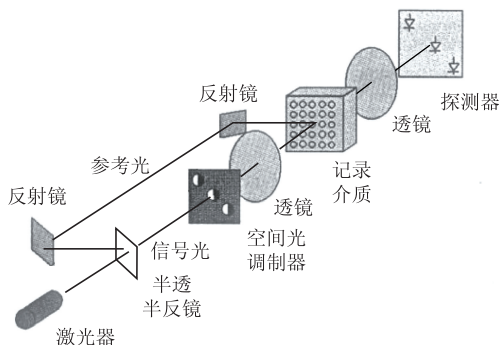


图 8.15 全息存储、读出原理图



8.4.3 全息三维显示

全息三维显示是光全息术应用的一个重要方面。随着全息及相关科技的发展,全息三维显示技术已经开辟了广阔的应用领域。在照明灯光的作用下,显示的物体栩栩如生、色彩鲜艳、变化无穷而且具有较大景深的立体视觉,带给人遐想和灵感。因此这项技术在艺术领域中有着广泛的应用。例如,用彩虹全息技术制作各种装饰物、邮票、工艺品、各种贺卡及防伪图等。利用真彩色全息技术将艺术珍品、稀世文物、绝世名画、景物设计图等展览会上惟妙惟肖地呈现在人们的眼前。这里介绍几种白光再现全息图的原理和特点。

1. 白光反射全息图

激光器发出的激光束直接照射在干板上作为参考光,通过干板到达物体,并反射回来再次到达干板的光作为物光,参考光和物光在干板上干涉,曝光以后形成反射全息图。用白光光源再现,实际上是白光中满足再现波长的光再现像,最后还是单色再现像。

白光反射全息图如图 8.16 所示。

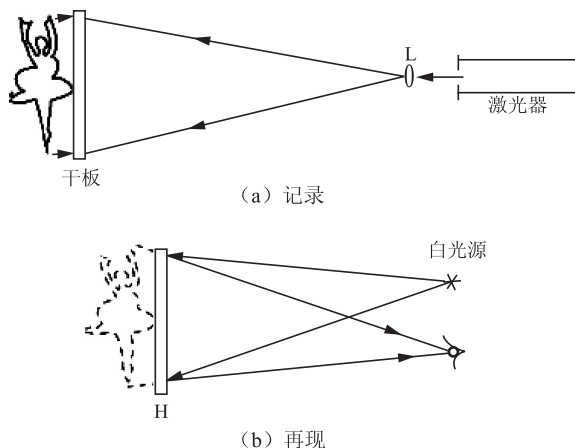


图 8.16 白光反射全息图

2. 彩虹全息图

彩虹全息的记录要分两步,第一步,制作全息图 1 作为母版;第二步,用物光的共轭光波再现母版,产生实像作为物光,在全息母版的后面放置一个狭缝,放置全息干板于狭缝后面、物像前面,在干板 2 上得到的物光是从狭缝中透过的光波,参考光采用会聚光波。曝光后的全息图 2 就是彩虹全息图。再现时,通过狭缝观察,便能看到物体再现像。当观察者上下移动眼睛时,可以观察到红、橙、黄、绿、青、蓝、紫不同色彩的物体。

彩虹全息记录与再现过程如图 8.17 所示。

3. 360°合成彩虹全息图

360°合成彩虹全息的记录过程也要分两步,第一步,拍摄旋转的物体,将物体放在一个转台上,利用摄像机连续拍摄或者利用普通相机根据转台的旋转拍摄多次。第二步,与彩虹全息光路相似,将每张底片物信息记录成线全息图,记录在全息软片上,这样,连续的物信息记录成连续的线全息图。再现时,将卷成柱面形状的全息软片放在转台上,利用白光照明,

就可以观察到动态物体像。

彩虹全息记录与再现过程如图 8.18 所示。

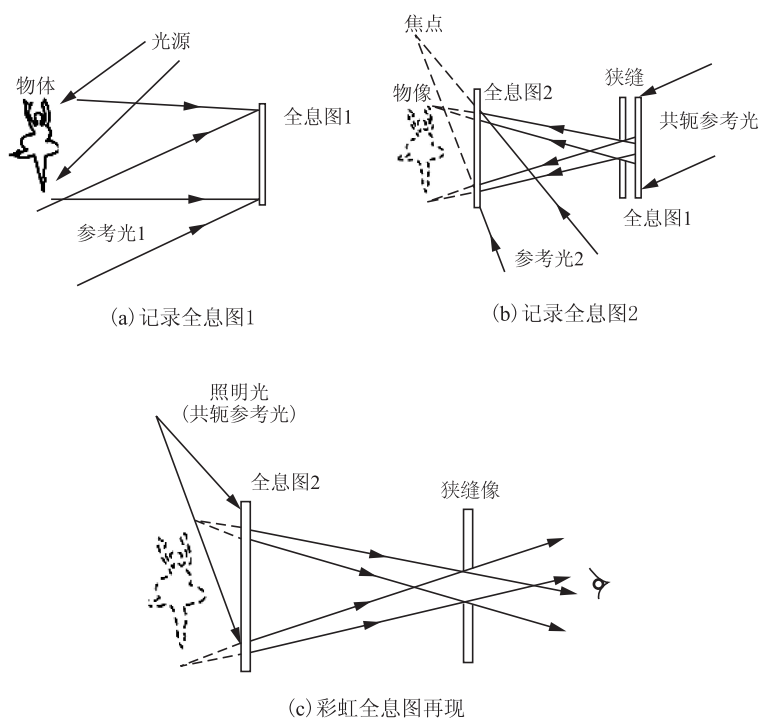


图 8.17 彩虹全息记录与再现过程

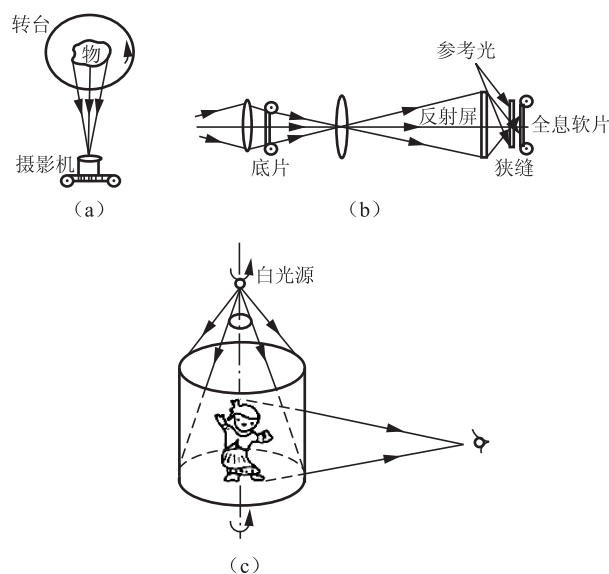


图 8.18 彩虹全息记录与再现过程

8.4.4 全息光学元件

全息光学元件指根据全息术原理制成的光学元件。由于全息图对光波具有相位调制作用，



所以全息光学元件可以在某些场合代替透镜、棱镜、光栅等普通光学元件去完成成像、分光、准直等功能,但由于它又是衍射光学元件,所以不能同时得到大视场和大出射光瞳,而且存在较大的色差,所以很难完全代替一般的光学元件,只能与其同时用于光学系统中。全息光学元件主要有全息透镜、全息光栅、全息滤波器、全息扫描器等。

全息透镜的制作一般是用两球面波或一平面波与一球面波相干涉而制得全息图。全息透镜也有同轴与离轴两种类型,能起到透镜和棱镜的作用。此外,由于记录介质可以记录多张全息图,这使得全息图具有多个普通光学元件的功能,从而可使光学系统的重量大大减轻。所以全息光学元件在重量受限的领域有着广泛的应用,比如宇航、军事等的光学系统中。

全息光栅指利用全息照相技术制作的光栅。其具体的制作方法是先在平玻璃坯件上涂上一层给定型厚度的光敏材料的涂层。再利用激光器产生两束相干光束,使其在涂层上产生一系列均匀的干涉条纹,然后用特种溶剂溶蚀掉被感光部分,在蚀层上获得干涉条纹的全息像,即可制得透射式衍射光栅。如在玻璃坯背面镀一层铝反射膜后,可制成反射式衍射光栅。这种方法制造的光栅线槽密度高,刻线高达 4 000 条/mm 左右,因此色散率、分辨率也大幅度得到提高,同时全息光栅具有杂散光少的特点,基本消除了刻线光栅所无法避免的鬼线,这些优点使其成为拉曼光谱学等需要高信噪比应用的理想解决方案。

8.5 光纤通信

光纤通信是以光波为信息载体,并在光纤中传输的一种通信手段。

1966 年,英籍华人高锟等研究提出石英纤维的高损耗特性不是石英本身的原因,而是由于材料中的杂质吸收而产生的,所以,可以通过对原材料的提纯而减小损耗,从而制造出长距离通信使用的低损耗光纤,这奠定了现代光纤通信的基础。1970 年,美国康宁公司研制出损耗为 20 dB/km 的石英光纤。之后,光纤通信技术快速发展。光纤通信传输频带宽,通信容量大,抗电磁干扰,保密性好,光缆重量轻,经济效益好。2009 年,高锟获得诺贝尔物理学奖,表扬其在光纤通信中的贡献。

我国也在 20 世纪 70 年代开始研究光纤通信技术,1979 年,以赵梓森为主要骨干的武汉邮电研究院拉制出来中国第一根具有实用价值,每千米衰耗只有 4dB 的光纤。目前,我国的光纤通信产业已经初具规模,正处于高速应用普及阶段。

8.5.1 光纤通信系统结构

光纤通信系统主要由电信号处理器、光发射机、光纤、光接收机、中继器、光纤连接器和耦合器等部分组成。由终端设备输入电信号,并由光发射机将电信号转换成光信号,光发射机由光源、驱动器和调制器组成。光源发出的光波经过电信号调制称为光信号,再将光信号耦合到光纤中传输。光接收机主要是对光信号进行探测,实现光电转换并进行放大。中继器的作用主要是对光信号能量损失的补偿和失真信号的整形。

光纤系统结构图如图 8.19 所示。

1. 光发送机

数字光发送机的基本组成包括均衡放大、码型变换、复用、扰码、时钟提取、光源、光源的调制电路、光源的控制电路及光源的监测和保护电路等。

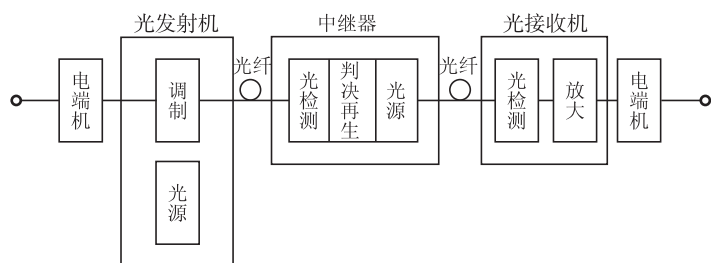


图 8.19 光纤系统结构图

“均衡放大”补偿由电缆传输所产生的衰减和畸变，“码型变换”将 HDB3 码或 CMI 码变化为 NRZ 码，“扰码”是使信号达到“0”、“1”等概率出现，有利于时钟提取，“时钟提取”是提取 PCM 时钟信号，供给其他电路使用。光发送电路部分完成电光转换，由光源产生光信号。

光发送机结构图如图 8.20 所示。

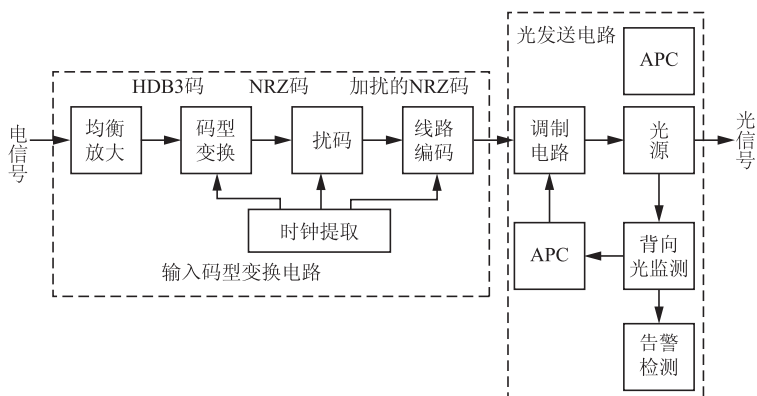


图 8.20 光发送机结构图

2. 中继器

中继器由光检测器与前置放大器、主放大器、判决再生电路、光源与驱动电路等组成，其基本功能是再放大、再整形和再定时。经再生后的输出脉冲，完全消除了附加的噪声和畸变，即使在由多个中继站组成的系统中，噪声和畸变也不会积累，这就是数字通信做长距离通信时最突出的优点。

中继器结构图如图 8.21 所示。

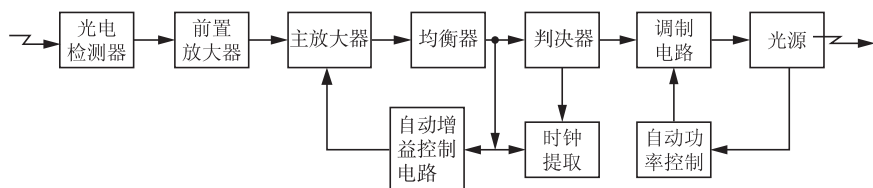


图 8.21 中继器结构图

3. 光接收机

主要包括光电检测器、前置放大器、主放大器、均衡器、时钟恢复电路、取样判决器以及自动增益控制电路等。

光接收机结构图如图 8.22 所示。

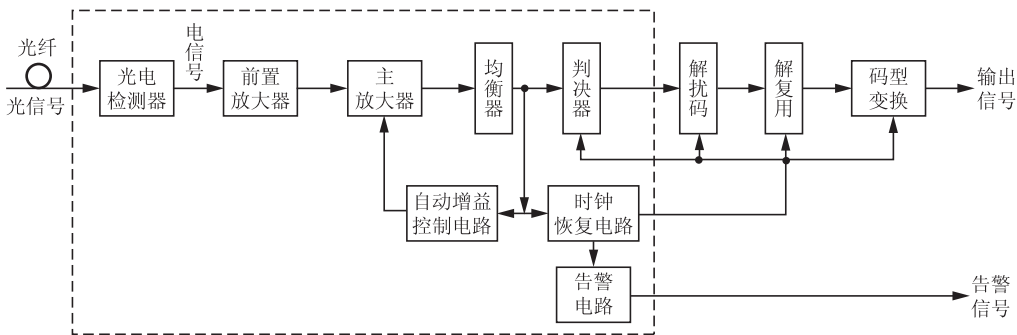


图 8.22 光接收机结构图

8.5.2 光纤到户

光纤到户 FTTH（Fiber To The Home）是光纤到达用户家庭，是一种光纤通信的传输方法。将光网络单元安装在住家用户或企业用户处，用光纤代替接入网的铜缆部分。现有的铜线和无线接入很难提供长距离、高宽带业务需求，而光纤能够提供极高的带宽，因此光纤到户是解决从互联网主干网到用户“最后一公里”瓶颈现象的最佳方案。

FTTH 提供更大的带宽，能够满足家庭多方面需求，有了光纤到户，以后就不需要再重新布线了，而且增强了网络对数据格式、速率、波长和协议的透明性，放宽了对环境条件和供电等的要求，简化了维护和安装。

光纤连接用户主要有两种方式，一种是用光纤直接连接每个家庭或大楼；一种是采用无源光网络技术（PON），用分光器把光信号进行分支，一根光纤为多个用户提供服务。

无源光网络（PON）是点到多点的光纤接入技术，它由局端一侧的光线路终端（OLT）、用户端一侧的光网络单元（ONU）以及光分配网络（ODN）组成。所谓“无源”，是指 ODN 中不含有任何有源电子器件及电子电源，全部由光分路器（Splitter）等无源器件组成，因此其管理维护的成本较低。ODN 位于 OLT 和 ONU 之间，将一个光线路终端（OLT）和多个光网络单元（ONU）连接起来，提供光信号的双向传输。

光分配网络基本结构图如图 8.23 所示。

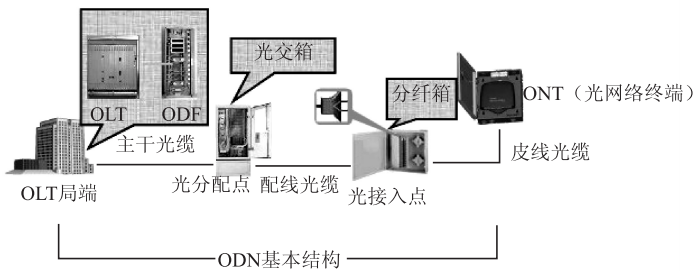


图 8.23 光分配网络基本结构图

8.6 激光印刷

8.6.1 激光照排系统

传统铅字印刷劳动强度大，有铅污染。随着激光技术和电子计算机技术的发展，排版印刷技术进入了光电信息化时代。

激光照排系统是 20 世纪 70 年代出现的新型排版系统，是在电子计算机上做排版、编辑，由扫描激光束曝光感光材料，从而形成图文信息。

激光照排系统由信息输入部分、信息处理部分和激光扫描三部分组成。信息由通信系统输入，并在电子计算机内完成控制、编排等过程，得到点阵图文信息，根据图文信息控制调制器，从而调制通过调制器的激光束。当调制器工作时，晶体产生的压力波使光束发生衍射，带有字符信息的一级衍射光进入后续系统工作，处于开态。经过扩束器准直，投影到旋转多面镜上，反射出来的光经过广角聚焦透镜在感光材料上扫描，同时输送机构带动胶片移动，组成图像。当调制器不工作时，激光束不发生偏转，没有进入工作系统，处于关态。

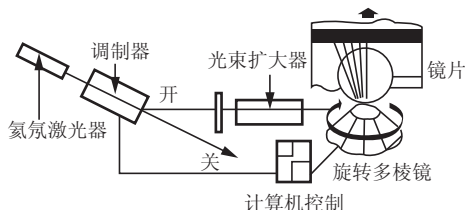


图 8.24 激光照排系统原理图

激光照排系统原理图如图 8.24 所示。

我国的汉字激光照排系统发展迅速，从 1975 年开始，王选教授主持我国计算机汉字激光照排系统的研究开发。最大的技术难题就是汉字字模的存储量，汉字常用字数多，字体、字号多，计算机的内存容量有限。王选教授经过研究，利用类参数精确表示规则笔画，利用轮廓表示不规则笔画，这样大大地压缩了空间。

研制了只利用加减法计算的快速复原法，把压缩了的信息高速还原成点阵，适合硬件快速实现。并研究出可靠的文字变倍方法，保证各种字体在变大或缩小时没有误差。攻克了各种技术难题，1979 年 7 月 27 日，一张报头为“汉字信息处理”的八开报纸样纸被印刷输出，这是首次利用激光照排系统输出中文报纸版面。世界上最繁的文字告别了铅字印刷，开创了汉字印刷的一个崭新时代。

8.6.2 激光打印机和复印机

1. 激光打印机

激光打印机的作用是把接口电路送来的二进制点阵信息调制在激光束上，之后扫描到感光体上，把射到感光鼓上的图文映像转印到打印纸上。

激光打印机由高频驱动、激光器、调制器、扫描器、同步器及光偏转器等组成，激光打印机工作要经过充电、曝光、显影、转印、定影、消电、清洁等工序，主要是围绕感光鼓进行的。感光鼓是激光打印机的核心部件。它是一个光敏器件，主要用光导材料制成。它的基本工作原理就是“光电转换”的过程。光敏半导体受光照射后，它的价带中的电子吸收了光的能量后，产生电子-空穴对，电导率增大。把要打印的文本或图像输入到计算机中，通过计算机软件对其进行预处理。然后由打印机驱动程序转换成打印机可以识别的打印命令（打印机语言）送到高频驱动电路，以控制激光发射器的开与关，形成点阵激光束，再经扫描转镜对感光鼓进行轴向扫描曝光，纵向扫描由感光鼓的自身旋转实现。



第一步，充电。利用充电电晕线对感光鼓进行充电，使其带电荷，例如充入的是正电荷。

第二步，曝光。由被调制有二进制点阵信息的激光束扫描感光鼓表面，由于光电效应，有光照的地方电导率上升，中和了正电荷，使有光照的位置表现负电荷。这样，就在感光鼓上绘制了一幅负电荷图像。

第三步，显影。带有正电荷的墨粉就会吸附在感光鼓负电荷区域，负电荷图像就变成了可见的墨粉图像。

第四步，转印。在打印纸遇到感光鼓之前，通过充电使其带上负电荷，而且负电荷的强度要大于感光鼓图像上的负电荷，当打印纸与感光鼓接触时，碳粉就会被更强的负电荷吸引到纸张上，感光鼓上的粉末图像转印到纸上。并用热压器加热使粉末牢固地黏合在打印纸上，完成静电打印。

第五步，清洗、消电。在打印图文信息后，清洁辊把未转印走的墨粉清除，消电灯把感光鼓上残余电荷清除，即可进入新一轮工作周期。

激光打印机原理图如图 8.25 所示。

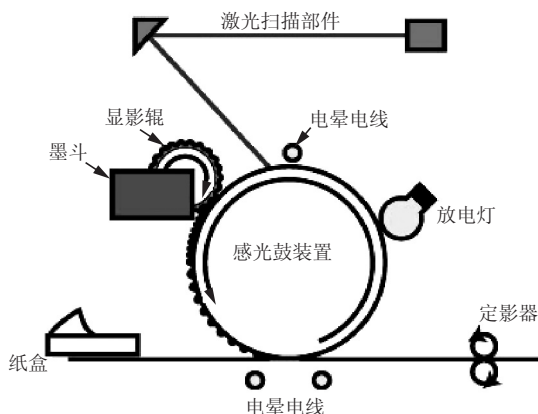


图 8.25 激光打印机原理图

彩色激光打印机的基本结构与黑白激光打印机相同，一般的彩色打印机结构上采用了 4 色碳粉盒的分离，其他的单元共用一套系统，在打印过程中，打印纸要走 4 个完全相同的流程，只是 4 个流程中分别实现一种颜色碳粉的打印。所以，彩色打印要比黑白打印慢。

激光打印机的硒鼓中存有碳粉，碳粉的颗粒极细，在打印过程中碳粉会逸散出来，可能会被吸入体内，黏附于肺和气管之中而又极难被排出体外，其危害比香烟更甚。打印机最好放置在无人办公的房间和走廊之中。

2. 激光复印机

复印机与打印机的基本原理相似。复印机有模拟式复印机和数码式复印机。复印机通过曝光、扫描的方式将原稿的光学模拟图像通过光学系统直接投射到已被充电的感光鼓上，产生静电潜像，再经过显影、转印、定影等步骤，完成整个复印过程。数码复印机首先通过电荷耦合器件（CCD）将原稿的模拟图像信号进行光电转换变为数字信号，然后将经过数字处理的图像信号输入到激光调制器，调制后的激光束对被充电的感光鼓进行扫描，在感光鼓上产生静电潜像，再经过显影、转印、定影等步骤，完成整个复印过程。数码式复印机相当于把扫描仪和激光打印机融合在一起。

模拟式复印机价格低廉，操作简单。而数码式复印机采用了数字图像处理技术，具有强大的图文编辑功能，大大地提高了复印机的工作效率和复印质量。随着数字技术的发展，数码复印机必定成为复印设备的主力产品。

8.7 激光加工

激光加工利用激光高强度、高亮度、方向性好和单色性好等特点，利用聚光系统，使激光能量达到很高的密度，利用光热效应，使材料瞬间熔化或者蒸发，从而达到去除材料或者对材料进行热处理等目的。

8.7.1 激光切割

在高能量激光束的加热下，材料表面温度升至沸点温度，部分材料汽化成蒸气，部分材料熔化并从切缝底部被辅助气体吹走。

一般辅助气体使用惰性气体，如果使用氧气等活性气体，则材料在激光束的照射下，会与氧气发生激烈的化学反应而产生另一热源，称为氧化熔化切割。目前主要应用 CO_2 气体激光器作为激光切割光源。图 8.26 所示是激光切割的原理示意图。 CO_2 激光器切割技术具有很多优点，例如，切割速度快，热影响区小，材料变形小，切口宽度窄，表面粗糙度好。随着 CO_2 激光器及数控技术的不断完善和发展，目前已成为工业上板材切割的一种先进的加工方法，应用面也扩展到了很多领域。激光切割实例如图 8.27 所示。

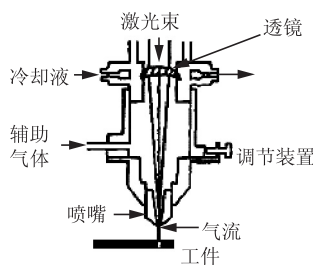


图 8.26 激光切割的原理示意图



图 8.27 激光切割实例

8.7.2 激光打孔

在材料上打孔是常见的工作，传统的打孔方式有钻头打孔、电火花打孔等。钻头打孔适合打孔孔径比较大的要求，而且由于钻头和工件之间有力的作用，会使钻头磨损较厉害。电火花打孔只适合在金属材料上打孔，对不同的材料需要不同的电极，打孔的速度比较慢。



图 8.28 激光打孔

激光打孔是利用激光的高能量，可以使激光照射区的温度瞬时升高到一万摄氏度以上，使得材料熔化并汽化蒸发，形成一个凹坑。激光打孔适合在各种材料上打孔，可以打出直径很小的孔，而且打孔的速度很快，如图 8.28 所示。激光打孔没有工具损耗，适合数量多、高密度的群孔加工。激光打孔实例如图 8.29 所示。

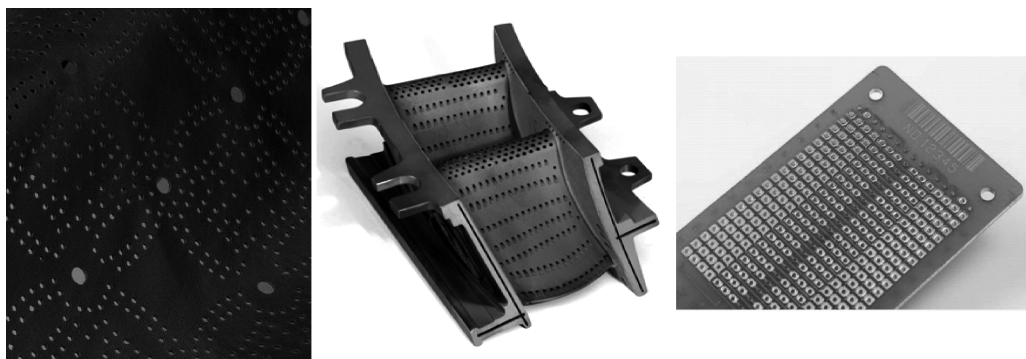


图 8.29 激光打孔实例

8.7.3 激光焊接

激光焊接是将高功率密度的激光束聚焦后照射到生产工件的金属表面，高强度的激光热能被金属表面吸收而熔化，经过冷却焊料与焊件结晶形成焊接。激光焊接比普通焊接更加牢固。激光焊接有很大的灵活性，可以对非接触区域焊接，与机器人连接，实现自动化控制，自动化程度很高，调节激光束导向和聚焦，变换传播方向，可以对比较复杂的工件进行加工，加工方法更为灵活。激光焊接被广泛应用于汽车制造行业中，早在 20 世纪 80 年代，德国等欧洲汽车制造就率先采用激光焊接车顶、车身、侧框等；90 年代，美国通用、福特和克莱斯勒公司竞相将激光焊接引入汽车制造，日本在制造车身覆盖件中都使用了激光焊接和切割工艺。

激光焊接的原理可分为热传导型焊接和激光深熔焊接。功率密度小于 $10^4 \sim 10^5 \text{ W/cm}^2$ 为热传导焊，熔深浅，焊接速度慢。功率密度大于 $10^6 \sim 10^7 \text{ W/cm}^2$ 时，焊接速度快，深宽比大。

激光焊接过程示意图如图 8.30 所示。

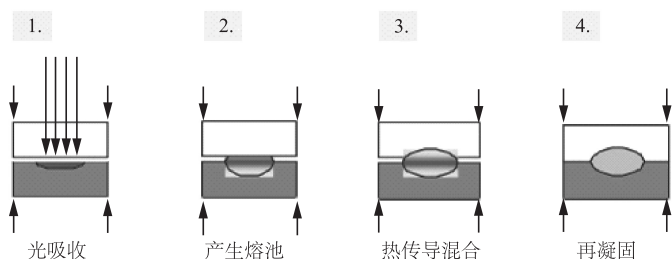


图 8.30 激光焊接过程示意图

8.7.4 激光热处理

激光热处理是对材料表面进行热处理的技术，强激光照射材料表面，使表面温度迅速升高到奥氏体化温度，使材料组织变为奥氏体组织。由于激光快速加热，扩散不均匀，使得奥氏体内碳和合金的不均性增大。然后被加热区域可以通过工件本身的热传导迅速冷却，材料由奥氏体组织转化为马氏体组织。由于不同微观区域的马氏体温度不同，所以马氏体组织更加细小，提高了材料的硬度。

激光表面处理可以提高金属材料及零件的表面硬度、耐磨性、耐蚀性以及强度和高温性能。与其他热处理方法相比，具有独特的优点，例如，不需要外加其他材料，就可以改变被

处理材料表面的性质；激光功率高，能量强，作用时间很短，被处理件变形极小，适合高精度零件的处理；技术绿色环保，没有污染，没有机械作用力和工具损耗；加工柔韧性好，适用面广，已经在机械制造、交通运输、石油、矿山、纺织、冶金、航空航天等许多领域得到广泛的应用和发展。激光热处理在汽车行业应用极为广泛，许多汽车关键件上，如缸体、缸套、曲轴、凸轮轴、排气阀等几乎都可以采用激光热处理。例如，采用大功率 CO_2 激光器对汽车发动机进行缸孔内壁强化处理，可延长发动机寿命，一台汽缸的使用寿命等于三台不经处理的汽缸的使用寿命。

8.8 激光雷达

8.8.1 激光大气遥感

1. 大气探测激光雷达工作原理

虽然目前已经有很多种各式各样、功能各不相同的激光雷达系统，但无论是哪一种激光雷达，它的基本结构都由三部分构成，即激光发射部分、信号探测接收部分和数据保存处理部分。图 8.31 所示是一个简单的示意图，激光器发射激光，激光在大气中传输，与大气中的各种粒子发生作用，由望远镜系统接收进入望远镜视场的信号，并用光电探测器件探测信号。最后信号输入到保存处理系统中。

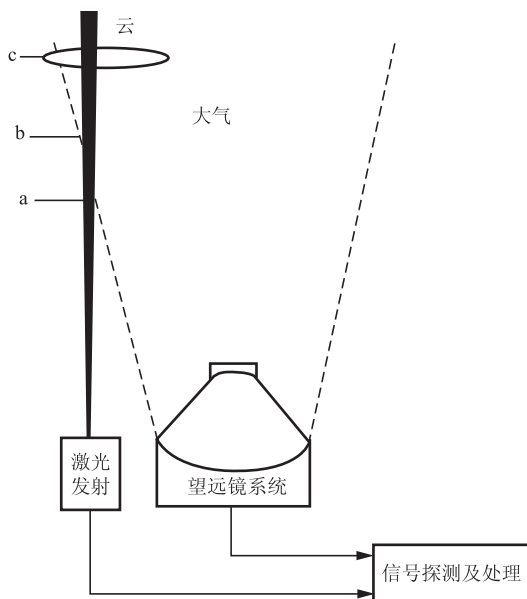


图 8.31 激光雷达的工作原理

图中显示了探测的原始信号随距离的变化情况。由于大气中各种成分对激光光束的作用，实际上激光雷达回波信号是随着距离的增大而衰减的。但在图中我们看到在 a 到 b 段，信号是逐渐增强的过程。这是因为在开始阶段，激光光束没有完全进入望远镜的视场范围，是一个逐渐进入的过程，也可以在图中看到。在位置 c 处，出现了信号的突然增强，这是因为在 c



处,有云出现,所以,信号强度分布可以反映大气成分的分布。

2. 主要的大气探测激光雷达

目前,用于大气探测的激光雷达主要有:米(Mie)散射激光雷达、瑞利(Rayleigh)散射激光雷达、拉曼(Raman)散射激光雷达、差分吸收激光雷达以及共振荧光激光雷达,下面对它们的主要功能做一个简单介绍。

1) 米散射激光雷达

米散射激光雷达是利用米散射原理而构造的。根据接收米散射信号,来分析产生米散射的粒子的特性。米散射激光雷达由于能够接收较强的散射信号,技术要求相对简单,应用比较广泛。它主要是探测大气中的气溶胶粒子和云等的运动过程和分布变化情况。云的密度比较大,所以激光雷达回波信号特别强,根据信号的垂直分布,就可以容易判断云高、云厚、云的形状和云的分布等。对于大气气溶胶的探测,也是同样根据回波信号的强弱分布,来探测大气气溶胶的空间分布状况和随时间的变化过程。目前已经得到了很好的应用。对于大气气溶胶的探测,可以探测对流层中的气溶胶层和平流层中的气溶胶层。在对流层中,由于人类活动、沙尘等产生的气溶胶粒子大部分都分布在低空五千米以下的高度,利用米激光雷达对低空气溶胶的探测,可以反映大气污染状况,并为分析气候气象变化提供有力的数据支持。在前面我们提到,由于火山爆发会在大气平流层产生一个气溶胶层。由于米激光雷达信号较强,使得能够探测在平流层的气溶胶的含量分布情况和发展变化过程。

2) 瑞利散射激光雷达

瑞利散射激光雷达是利用激光与大气分子之间的瑞利散射机制而制成的。因为瑞利散射与入射波长的四次方成反比,所以激光发射波长越短,回波信号越强烈;但是也不能太短,如果短到300nm或者更短,就会被大气中的臭氧强烈吸收,对激光雷达探测反而不利。由于在低层大气中,含有大量的气溶胶颗粒和云等,米散射和瑞利散射混合在一起,使得激光雷达信号只能探测大气气溶胶的特性,而不能反演大气分子情况。但是到了中层大气,大气中所含的气溶胶等颗粒成分几乎没有,因此只剩下了瑞利散射。所以它目前主要用来探测中层大气的密度和温度的分布廓线,以及由密度和温度特点,来反演中层大气重力波的影响。利用探测高度处的瑞利激光雷达信号和某一个参考点的回波信号相比较,就可以得到中层大气密度信息。利用大气密度分布和热力学理论,就可以得到中层温度分布情况。从温度的相对扰动,就可以分析中层大气受到的重力波的特性。由于探测中层大气分子的瑞利散射信号比较微弱,因此,对系统探测弱信号的能力要求比较高,对低空中的背景噪声的抑制要比较干净。

3) 拉曼散射激光雷达

拉曼散射激光雷达是利用激光与大气的拉曼散射机制而制成的。拉曼的后向散射截面比米散射和瑞利散射的截面都要小很多,因此,回波信号更弱,所以对其他散射信号以及背景噪声的抑制更为关键。拉曼激光雷达的主要用途是辨别浓度较高和距离较近的分子种类。

目前主要用来探测大气组分和排放污染物成分,如氮气、水汽、一氧化碳、二氧化硫等。例如,汽车排放物的拉曼谱可以利用拉曼激光雷达探测得到。

4) 差分吸收激光雷达

差分吸收激光雷达跟前三种激光雷达不同。前面介绍的激光雷达都利用大气粒子对激光光束的散射,通过探测分析散射回波信号而达到探测大气的特性。差分吸收激光雷达只是利

用散射得到回波信号，主要是利用吸收原理来获得被探测物的信息。差分吸收激光雷达发射两束波长相近的激光束，被探测成分对其中一个波长的光吸收很大，而对另外一个波长的光吸收很小。这样，就可以两个通道的回波信号之比和被探测物质在这两个波长上的吸收截面之差，来计算得到被探测成分的密度分布。差分吸收激光雷达最大的优点是灵敏度很高。但是，整个系统的结构设计和技术都比较复杂，对两个波长的准确性和稳定性都有严格的要求。差分激光雷达可以用来探测大气分子臭氧的含量和大气污染中的各种污染物，如二氧化硫、二氧化氮、一氧化氮等。

5) 共振荧光激光雷达

共振荧光激光雷达利用激光与分子、原子作用产生共振荧光的机制。但是荧光容易被干扰，容易在碰撞过程中消失。所以在低空大气，由于大气分子、粒子等浓度比较高，很难发挥作用。但是，在高空碰撞明显减少。这样，共振荧光激光雷达就显示了它的优势。目前主要用来探测中层顶原子和离子，如钠层特性探测，中层顶波动特性、温度特性及其他原子离子探测等。

目前，全球已经建立起一些激光雷达探测网，如有 NASA 支持的微脉冲光达监测网 MPLNET (Micro Pulse Lidar Network)、北美东区大气激光雷达中尺度观测网 REALM (Regional East Atmospheric Lidar Mesonet)、亚洲沙尘激光雷达观测网 AD-Net (Asian Dust Network)、欧洲激光雷达观测网 EARLINET (European Aerosol Research Lidar Network)。其中，覆盖面积最大、探测范围最广的是欧洲激光雷达观测网。

图 8.32 所示是其激光雷达站点分布图。欧洲激光雷达网 (EARLINET) 始建于 2000 年，目标是获得大气气溶胶在水平、垂直方向上随时间的分布状况。图中所示是 EARLINET 站点分布图。已经利用这些激光雷达站探测的数据分析几年来欧洲各个城市上空以及整个欧洲地区大气气溶胶的垂直分布状况和气溶胶分布的变化趋势，包括大气气溶胶的消光系数、后向散射系数、激光雷达比、颗粒尺度等参数，还对云、沙尘和大气边界层、混合层等进行了探测分析。特别对撒哈拉沙漠的沙尘性质、传输运动情况进行了长期观测。同时也有对细小颗粒气溶胶观测结果的报道。

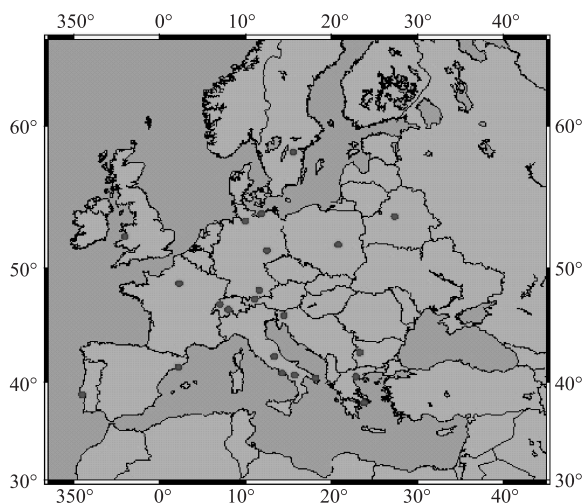


图 8.32 欧洲气溶胶激光雷达观测网



8.8.2 激光测距

激光测距原理简单,用脉冲激光器向待测目标发射光脉冲,光达到目标表面后部分被反射,通过测量光脉冲从发射到返回接收机的时间,就可算出激光发射地与被测目标之间的距离。

假设所测距离为 h , 光脉冲往返时间为 t , 光在空中的传播速度为 c , 则

$$h = ct/2$$

脉冲激光器能发出很强的激光,测量能力较强,探测距离较远,激光测距可在军事上用于对各种非合作目标的测距,也可在气象上用于测定能见度和云层高度,以及应用在对人造卫星的精密距离测量等领域。

8.9 激光武器

激光武器是一种利用激光束摧毁飞机、导弹、卫星等目标或使之失效的武器。由于激光武器实质上是光子武器,光子传播速度快,光子传播不受其他电磁辐射的影响,因此,激光武器作战的速度快,抗干扰能力强,并具有很好的稳定性。而且相对于传统的武器,激光武器的价格相对低廉。激光武器系统由高能激光器、精密瞄准跟踪系统和控制发射系统等组成。

8.9.1 激光武器的关键技术

高能激光武器研制设计的关键技术有:高功率激光器、精密跟踪瞄准系统、激光大气传输及补偿机制、激光破坏机理等。

高功率激光器是激光武器的核心部件,具有足够大功率、光束质量好、大气传输性能佳、破坏靶材能力强、适于作战使用等特点。近年来,固体激光器、光纤激光器和自由电子激光器在战术防空领域展现了很好的应用前景。美国已经实现了单模块固体激光器 15kW 的输出,电光效率 20%。采用 7 路光束相干合成技术,实现了 100kW 功率的固体激光输出,达到了武器级要求。美国 IPG 公司已经实现了光纤激光器单模输出 10kW,光束质量接近衍射极限,电光效率接近 30%,拟用光纤激光相干合成技术,实现功率为 100kW 的输出。由于自由电子激光器独特的优势,目前也是各国争相研究的方向。电子经过加速后,进入光学谐振腔,振荡产生光子,光子被谐振腔捕获,诱发新的电子,从而振荡产生更多的光子。自由电子激光器能够直接实现百千瓦甚至兆瓦的输出。

跟踪瞄准系统使激光发射望远镜始终跟踪瞄准飞行中的目标,并使光斑锁定在目标的某一固定部位,从而有效地摧毁或破坏之。为此,必须采用主镜直径足够大的大口径发射望远镜,并可根据目标的不同距离对次镜进行平移,以起到调焦的作用。

激光在大气中传输时,由于大气的吸收和散射,能量将会衰减。由于大气湍流的影响,将导致光斑扩大。当激光功率足够大时,还会产生非线性的热暈现象。这些效应将会影响激光对目标的破坏效果。为补偿激光大气传输时受到的影响,可采用自适应光学技术,在发射系统中加入变形镜,变形镜受到从目标处信标发出的反向传输信号的适时控制,对发出的激光束预先引入相反的波前畸变,补偿大气传输造成的影响。

激光击中目标表面之后,可能产生一系列的热学、力学等物理和化学过程,使目标的某些部件受到暂时或永久性损伤。因此,要对激光破坏机理进行研究。

8.9.2 机载和星载激光武器

机载激光器是一种安装在大型运输机上的战区激光反导弹武器系统，主要用于拦截助推段飞行的弹道导弹，也能打击飞机和巡航导弹。例如，激光武器载机在交战前沿己方一侧高空盘旋，用红外搜索与跟踪装置监视敌战区弹道导弹的发射，一旦确定目标，平台上的相关装置就将该目标锁定，当导弹上升到云层之上时，激光将被持续聚焦到导弹助推器的蒙皮上，使之温度升高并破裂，甚至引起爆炸。

星载激光武器可以覆盖更广阔的区域，其作战概念是当洲际弹道导弹还在助推阶段，火箭燃料还在灼热地燃烧时就将其击落。星载激光武器作战的基本原理与机载激光武器类似，也是利用激光能力摧毁助推器，根据火箭排出的羽烟进行跟踪。但是，星载激光武器的技术要求更加苛刻，因为卫星不能像飞机那样装载很多化学燃料，星载激光武器要求更加轻巧、更加坚固，需要航天飞机后续添加燃料。由于星载激光武器位置高、距离远，对激光功率要求更高。为了高精度进行作战，需要与地基、机载信息进行联合通信作战。

8.10 激光医学应用

随着激光技术和医学科学的结合，激光在临床诊断和治疗中应用越来越广泛，越来越受到医生和患者的青睐。由于激光具有高度方向性、非接触性、极好的单色性和高能量，使得生物体深度治疗、微观精细治疗成为可能。

8.10.1 激光美容

激光美容在整个美容界应该算是独占鳌头，现在几乎各大三甲医院都有激光美容治疗室。例如，可以利用激光去黑痣、激光嫩肤、激光去皱纹、激光美白牙齿，以及激光脱毛等。

传统治疗痣的方法是利用切除法或者将组织冻结坏死方法，创伤很大，利用激光治疗，可以根据痣的特征，选择激光波长和激光器，调整激光照射条件，使色素和病变细胞有选择地吸收热量，导致病变组织破坏。同样，可以利用激光的热能使皮肤病变组织热解、汽化，或者碎裂成微小碎片，被体内吞噬细胞吞噬，最后排出体外，达到嫩肤的效果。激光可以通过刺激皮肤中受损胶原层，产生新的胶原质，加热真皮组织层，刺激组织再生，增厚真皮层，使得皱纹逐渐减少，甚至消失。激光穿过皮肤达到毛发的根部毛囊，其热能破坏毛囊组织，使其失去毛发再生能力，疼痛轻微，又不损伤周围的组织，进行了永久性脱毛。

这些治疗都是依赖于激光单色性好，有一定的穿透能力，高能量和聚焦精准等特性，作用于人体局部组织，使其中的目标组织去除或者破坏。它在美容领域得到了很好的发挥和利用。

8.10.2 激光近视治疗

近视眼成像特征如图 8.33 所示。激光治疗近视眼，实际上是利用激光对人眼角膜的折光率进行矫正。目前主要有三种方法，准分子激光角膜原位磨镶的 LASIK 法、准分子激光角膜切削的 PRK 法和将角膜表面放射状切开的 PRK 法。目前以 LASIK 法应用较多。

LASIK 手术利用 193nm 氟氟准分子激光器，该波长激光穿透能力浅，不会穿透角膜，能



以照射方法对人眼角膜进行切削和雕琢。先利用角膜刀在角膜表面制作一带蒂的板层角膜瓣，翻开角膜瓣后，用准分子激光进行角膜基质内切削，最后将角膜瓣复位。LASIK 的主要特点是保留了角膜表层的组织，副作用较小，能够矫正的视力范围广，稳定性较好。LASIK 法示意图如图 8.34 所示。

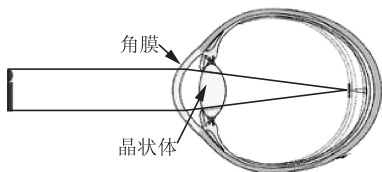


图 8.33 近视眼成像特征

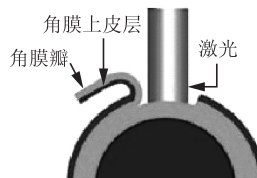


图 8.34 LASIK 法示意图

8.10.3 激光碎石

随着激光技术在医学上的应用，激光作为“手术刀”在临床医学中逐渐确立了自己的独特地位。下面以激光在泌尿外科中的结石粉碎手术为例介绍^[12]。

通过光纤将激光送入体内，可以在内窥镜下清楚地看到结石，并进行手术。目前，应用比较成熟的是钬激光。钬激光是以钬铝石榴石（YAG）为激活媒质，掺敏化离子铬（Cr）、传能离子铥（Tm）、激活离子钬（Ho）的激光晶体（Cr: Tm: Ho: YAG）制成的脉冲固体激光器产生的激光。光纤贴近结石，将其粉碎，沿输尿管引流管自行排出。经临床实验证明，钬激光治疗是治疗尿路结石的有效方法，并发症少，手术安全，不易产生结石移位。与传统的体外冲击波碎石、气压弹道碎石相比，具有很强的安全性以及广泛的适用性。例如，气压弹道碎石，它的工作原理就是应用压缩气体产生的能量驱动碎石手柄内的子弹体，通过碎石杆将能量传递到结石，以脉冲的方式冲击结石，由于结石质硬而不易变形，当能量传至结石时导致结石解体从而达到碎石效果。但这种方法击碎的结石碎块大，易发生结石移位，处理那些黑褐色质地坚硬且光滑的结石或多个结石时，碎石时间长而且效果差，因此，使得冲洗液外渗、假道和穿孔等手术风险的发生概率增加。

【本章小结】

本章主要介绍光电子技术在多方面的实际应用，介绍在激光印刷、光盘存储、激光加工、全息存储和显示、激光雷达、激光武器和激光医学应用等方面多种典型的应用实例，使前面学习的基本知识得到更深层次的理解和巩固，为以后从事光电子技术专业工作奠定一定的基础。

【知识链接】

全息投影技术（front-projected holographic display）

全息投影技术是利用干涉和衍射原理记录并再现物体真实的三维图像的技术，是近年来兴起的一种高科技技术，突破了传统声、光、电局限，将美轮美奂的画面带到观众面前，给人一种虚拟与现实并存的双重世界感觉，正以一种全新的事物改变着人们对那些传统舞台的声光电技术的审美态度。全息投影技术分为以下几种：



美国麻省理工学院的 Chad Dyne 发明了一种空气投影和交互技术，这是显示技术上的一个里程碑，它可以在气流形成的墙上投影出具有交互功能的图像。此技术来源海市蜃楼的原理，将图像投射在水蒸气上，由于分子振动不均衡，可以形成层次和立体感很强的图像。

日本公司 Science and Technology 发明了一种可以用激光束来投射实体的 3D 影像，这种技术是利用氮气和氧气在空气中散开时，混合成的气体变成灼热的浆状物质，并在空气中形成一个短暂的 3D 图像。这种方法主要是不断在空气中进行小型爆破来实现的。

南加利福尼亚大学创新科技研究院的研究人员成功研制一种 360° 全息显示屏，这种技术是将图像投影在一种高速旋转的镜子上从而实现三维图像。

有一种伪全息投影应用在商业用途上。大体分为两类：投影机直接背投在全息投影膜上。另一种是采用投影机或其他显示方法光源折射 45° 成像在幻影成像膜的全息投影，后者成像效果相对更炫一些，不过成本相对高，还受场地限制。2011 年 12 月 31 日，江苏卫视跨年演唱会邀请到电影《阿凡达》的后期团队，还有英国《X-Factor》的灯光团队，为华语乐坛新天后周笔畅花巨资打造全息投影效果，让周笔畅与梅艳芳、邓丽君、张国荣等已故明星完成了一次“跨时光的演唱”，取得了当晚同时段的收视冠军。2013 年，亚洲天王周杰伦的“2013 魔天伦世界巡回演唱会”中也运用了全息投影技术。

习 题

- 8-1 光电成像系统主要有哪些应用？各有什么特点？
- 8-2 激光在印刷技术中的应用有什么重大的意义？
- 8-3 可擦除光盘的存储原理是什么？
- 8-4 单反相机与普通相机的区别是什么？
- 8-5 彩虹全息三维显示的原理是什么？
- 8-6 光纤到户的接入方式是怎样的？
- 8-7 分析全息干涉测量单次曝光法、两次曝光法和时间平均法的优缺点。

参考文献

- [1] 安毓英, 刘继芳, 李庆辉, 冯喆珺. 光电子技术. 北京: 电子工业出版社, 2011.
- [2] 朱京平. 光电子技术基础. 北京: 科学出版社, 2009.
- [3] 石顺祥, 刘继芳. 光电子技术及其应用. 北京: 科学出版社, 2010.
- [4] 郭培源, 梁丽. 光电子技术基础教程. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2005.
- [5] 冯其波. 光学测量技术与应用. 北京: 清华大学出版社, 2008.
- [6] 车念曾, 闫达远. 辐射度学和光度学. 北京: 北京理工大学出版社, 2000.
- [7] 梅遂生. 光电子技术. 北京: 国防工业出版社, 1999.
- [8] 陈钰清, 王静环. 激光原理. 杭州: 浙江大学出版社, 1992.
- [9] 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 等. 激光原理. 北京: 国防工业出版社, 2011.
- [10] 俞宽新, 江铁良, 赵启大. 激光原理与激光技术. 北京: 北京工业大学出版社, 1998.
- [11] 李相银, 姚敏玉, 李卓, 等. 激光原理技术及应用. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2004.
- [12] 张中华, 林殿阳, 于欣, 等. 光电学原理与技术. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2009.
- [13] 雷玉堂. 光电信息实用技术. 北京: 电子工业出版社, 2011.
- [14] Kao K C. Hockham G A. Proc. IEE. 1966, 113: 1151.
- [15] 电缆网, <http://www.cableabc.com/news/201211081000009.html>.
- [16] John. M. Senior, Optical Fiber Communications Principles and Practice. England: Personal Education Limited, 2009.
- [17] 刘德明, 孙军强, 鲁平, 颜敏. 光纤光学. 北京: 科学出版社, 2008.
- [18] Fedor Mitschke, Fiber Optics, Berlin: Springer, 2009.
- [19] J. D. Jackson Classical Electrodynamics, 3rd ed, New York: Wiley, 1998.
- [20] 梁昆森. 数学物理方法 (第4版). 北京: 高等教育出版社, 2010.
- [21] P. M. Morse and H. Feshbach, Methods of Theoretical Physics, Vol. II, McGraw-Hill, 1953.
- [22] K. Okamoto and T. Okoshi, IEEE Trans. Microw. Theory Tech., 1976, 24: 416.
- [23] D. B. Keck, R. D. Maurer and P. C. Schultz, Appl. Phys. Lett., 1973, 22: 307.
- [24] J. Lipson, R. T. Ku and R. E. Scotti, Proc. SPIE, 1985, 5543: 308.
- [25] 吕乃光. 傅里叶光学 (第2版). 北京: 机械工业出版社, 2006.
- [26] 王庆友. 光电技术 (第2版). 北京: 电子工业出版社, 2011.
- [27] Goodman J. W. Introduction to Fourier Optics. 2nd ed., McGraw-Hill, 1996.
- [28] 郁道银, 谈恒英. 工程光学 (第3版). 北京: 机械工业出版社, 2011.
- [29] 庄松林, 钱振邦. 光学传递函数. 北京: 机械工业出版社, 1981.
- [30] Born M., Wolf E.. Principles of Optics. Cambridge, 1999.
- [31] 张以谟. 应用光学 (第3版). 北京: 电子工业出版社, 2010.
- [32] 陈华山, 刘子强. 半导体发光器件及其应用. 电工与电子, 1994, 5: 26-39.
- [33] Bergh A. A., Dean P. J.. Light emitting diodes. Clarendon Press. Oxford, 1976.
- [34] 周志敏, 周纪海, 纪爱华. LED驱动电路设计与应用. 北京: 人民邮电出版社, 2006.
- [35] 冯玮. 白光LED驱动技术. 现代显示, 2008, 19 (2): 39-42.
- [36] 林继钢, 俞安琪. LED驱动电路简介. 中国照明电器, 2007, (9): 12-15.
- [37] 杨珂, 肖晗, 解光军. 白光LED驱动电路的研究进展. 电子科技, 2008, 21 (4): 11-15.
- [38] Vander Broeck H., Sauerlander G., Wendt M.. Power driver topologies and control schemes for LEDs. In: Proc of the 22nd Annual IEEE Applied Power Electronics Conference. Anaheim. California, 2007, 1319-1325.
- [39] 张东春, 刘文利. 发光二极管低电压驱动方案. 中国照明电器, 2006, (12): 20-22.

- [40] 黎平, 周锥维. 高亮度 LED 驱动器概述. 电气应用, 2007, 26 (6): 11-15.
- [41] 方佩敏. 市电供电的大功率 LED 驱动控制器. 世界电子元器件, 2009, 11 (3): 47-50.
- [42] 龙乐. 发光二极管封装结构及技术. 电子与封装, 2004, 4 (4): 30-34.
- [43] http://wnlo.hust.edu.cn/WNLO_Article/article/18/2007-11/20071121-015746.htm.
- [44] 李农, 杨燕译. LED 照明设计与应用. 北京: 科学出版社, 2009.
- [45] Horibe A., Izuhara M., Nihei E., et al. Lumileds lighting. J of SID, 1995, 3 (4): 169-171.
- [46] Chic M. L., Chang C. C., Chen L. High-brightness inverted in GaN-GaN multiple-quantum-well light-emitting diodes Without a transparent conductive layer. IEEE Electron Device Letters, 2003, 24 (3): 156-158.
- [47] Zhang K., Yuen M. F., Chan P., et al. Directly synthesizing CNT-TiM on aluminum alloy heat sink for HB-LED thermal management. In: Proc of the 58th Electronic Components and Technology Conference. Lake Buena Vista, Florida, 2008, 1659-1663.
- [48] 徐瑞麟, 俞伟民, 屠其非. 高效率 LED 交通信号灯的二次光学设计. 中国照明电器, 2007, 27 (2): 13-15.
- [49] 张东标, 王赛. 非球面塑料透镜在功率型 LED 照明领域的应用. 上海市照明学会 2008 年年会论文集, 2008.
- [50] 高铁成, 艾艳锦, 杨广华. LED 路灯的二次光学设计. 光机电信息, 2008, 34 (10): 34-37.
- [51] 田大垒, 关荣锋, 王杏. 用于 LED 的微透镜阵列的光学性能研究. 半导体技术, 2008, 33 (9): 45-48.
- [52] 谢毓章. 液晶物理学. 北京: 科学出版社, 1988.
- [53] Kawamoto H. The history of liquid-crystal displays. Proceedings of the IEEE, 2002, 90 (4): 460-500.
- [54] 王新久. 液晶光学和液晶显示. 北京: 科学出版社, 2006.
- [55] Freedericksz V., Zolina V. Forces causing the orientation of an anisotropic liquid. Trans. Faraday. Soc, 1933, 29 (4): 919-930.
- [56] 堀浩雄, 铃木幸治, 金轸裕. 彩色液晶显示. 北京: 科学出版社, 2003.
- [57] Heilmeyer G. H., Zanoni L. A. Guest-host interactions in nematic liquid crystals, a new electro-optic effect. Appl. Phys. Lett, 1968, 13 (3): 91-92.
- [58] Heilmeyer G. H., Zanoni L. A., Barton L. A. Dynamic scattering: A new electro-optic effect in certain classes of nematic liquid crystals. Proceedings of the IEEE, 1968, 56 (7): 1162-1171.
- [59] Carr E. F. Influence of electric fields on the molecular alignment in the liquid crystal panisalmino-phenylacetate. Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1969, 7 (13): 253-268.
- [60] Wakimoto T., Ochi H., Kawami S. et al., Dot-matrix display using organic light-emitting diodes, J. of the SID, 1997, 5 (3): 235-239.
- [61] Boller A., Scherrer H., Schadt M., et al. Low electro-optic threshold in new liquid crystals. Proceedings of the IEEE, 1972, 60 (8): 1002-1003.
- [62] Frank F. C. On the theory of liquid crystals. Faraday. Soc, 1958, 25 (1): 19-28.
- [63] Ericksen J. L. Anisotropic fluids. Arch. Ration. Mech. Anal, 1960, 4 (1): 231-236.
- [64] Ericksen J. L. Inequalities in liquid Crystal theory. Phys. Fluids, 1966, 9 (6): 1205-1207.
- [65] Leslie F. M. Some constitutive equations for anisotropic fluids. Q. J. Mech. Appl. Math, 1966, 19 (3): 357-370.
- [66] Leslie F. M. Some constitutive equations for liquid crystals. Arch. Ration. Mech. Anal, 1968, 28 (4): 265-283.
- [67] Parodi O. Stress tensor for a nematic liquid crystal. Proceedings of the IEEE, 1970, 31 (4): 581-500.

- [68] Alt P. M. , Pleshko P. . Scanning limitations of liquid - crystal displays. IEEE Trans. Elec - tron. Dev, 1974, ED - 21 (2): 146 - 155.
- [69] Kawamoto H. . The history of liquid - crystal displays. Proceedings of the IEEE, 2002, 90 (4): 460 - 500.
- [70] 王新久. 液晶光学和液晶显示. 北京: 科学出版社, 2006.
- [71] 谢毓章. 液晶物理学. 北京: 科学出版社, 1988.
- [72] Klasen M. , Bremer M. , A. Gotz, et al. Calculation of optical and dielectric anisotropy of nematic liquid crystals. J. Appl. Phys, 1998, 37 (8A): L945 - L948.
- [73] 范志新. 液晶器件工艺基础. 北京: 北京邮电大学出版社, 2000.
- [74] 郑圣德. 第五代 TFT - LCD 生产线的工艺设备和材料. 电子工艺技术, 2005, 26 (2): 114 - 118.
- [75] 郑圣德. 第五代 TFT - LCD 的制屏工艺. 现代显示, 2005, 25 (54): 34 - 35.
- [76] 史永基, 史建军, 史红军. 有源矩阵液晶显示器的薄膜晶体管技术 (上). 传感器世界, 2004, 28 (A7): 10 - 14.
- [77] 史永基, 史建军, 史红军. 有源矩阵液晶显示器的薄膜晶体管技术 (下). 传感器世界, 2004, 29 (A7): 14 - 22.
- [78] 杨会然, 柳君, 孔浩, 等. 光刻胶在 LCD 生产中的应用. 现代显示, 2004, 2 (42): 59 - 60.
- [79] <http://www.lgphilips-lcd.com/homeContain/jsp/eng/tech/tech220je.jsp>.
- [80] <http://www.samsung.com/Products/TFTLCD/Technology/GeneralTechnology/LCD Process.htm>.
- [81] <http://www2.zzu.edu.cn/classware/clcx/menu/biaomian/content/chap9/9-3.htm>.
- [82] 刘萍. ACF 在 LCD 中的应用与发展. 电子工艺技术, 2002, 23 (6): 236 - 262.
- [83] Gunjima T. , Ozeki M. , Ooi Y. . New back - light devices for liquid crystal displays. Proceeding of the 15th international display research conference (Asia Display '95) Hamamatsu, Japan, 1995, 731 - 734.
- [84] Broer D. J. , Lub J. , Mol G. N. . Wide - band reflective polarizers from cholesteric polymer networks with a pitch gradient. Nature, 1995, 378: 467 - 469.
- [85] Ge Z. , Wu S. T. . Nanowire grid polarizer for energy efficient and wide - view liquid crystal displays. Appl. Phys. Lett. , 2008, 93: 121104.
- [86] 王新久. 液晶光学和液晶显示. 北京: 科学出版社, 2006.
- [87] 黄锡珉. 液晶器件手册. 北京: 航空工业出版社, 1992.
- [88] Konno A. , Yamamoto Y. , Inuzuka T. . RGB color control system for LED backlights in IPS - LCD TVs. SID Int. Symp. Digest Tech. Papers, 2005, 36: 1380 - 1383.
- [89] Lien A. . Extended jones matrix representation for the twisted nematic liquid - crystal display.
- [90] at oblique incidence. Appl. Phys. Lett, 1990, 57 (26): 2767 - 2769.
- [91] Ito T. , Yasuda S. , Oikawa T. , Ito Y. , Takahashi Y. . Review of viewing angle compensation of TN - mode LCDs using WV film. SID Int. Symp. Digest Tech. Papers, 2008, 39: 125 - 128.
- [92] M. Warenghem, G. Joly. Liquid crystals refractive indices behavior versus wavelength and temperature. Mol. Cryst. Liq. Cryst, 1991, 207 (1): 205 - 218.
- [93] 王新久. 液晶光学和液晶显示. 北京: 科学出版社, 2006.
- [94] Weston G. F. , Plasma panel displays. Journal of Physics E: Scientific. Instruments, 1975, 18: 981.
- [95] Bitzer D. L. , Slottow H. G. . AFIPS Conf. Proc. , 1966, 29: 541.
- [96] Weber L. F. . Flat Panel Displays and CRTs vol, ED L. E. Tannas Tr, New York: Nostrand Reinhold, 1985: 32.
- [97] Michel J. P. , Display Engineering, ED D. Bosman , Amsterdam: North Holland, 1989: 185.
- [98] Sobel A. , Plasma displays. IEEE Trans. Plasma Sci. , 1991, 19 (6): 1032 - 1047.
- [99] Kariya K. , Kanazawa Y. , Hirose T. . ALIS method for high - resolution color PDPs. J. SID, 2002, 10:



11 - 16.

[100] 刘行仁, 王晓君, 谢宜华, 马龙, 张晓. PDP、FED 及 LED 发光材料的最近发展. 液晶与显示, 1998, 13 (3): 155 - 162.

[101] Tang, C. W., Vanslyke S. A.. Organic electroluminescent diodes. Applied Physics Letter, 1987, 51: 913 - 915.

[102] Pope M., Kallmann H. P., Magnante P. J.. Electroluminescence in organic crystals. Journal of Chemical Physics, 1963, 38: 2042 - 2049.

[103] Helfrich W., Schneider W. G.. Recombination radiation in anthracene crystals, Physics Review Letter, 1965, 14: 229 - 231.

[104] Dresner J.. Double injection electroluminescence in anthracene. RCA Review, 1969, 30: 322 - 334.

[105] Vityuk N. V., Mikho V. U.. Electroluminescence of anthracene excited by π -shaped voltage pulses. Soviet. Phys. Semicond, 1973, 6: 1479 - 1499.

[106] Vincett P. S., Barlow W. A., Hann R. A., et al. Electrical conduction and low voltage blue electroluminescence in vacuum-deposited organic films. Thin Solid Films, 1982, 94: 171 - 183.

[107] Adachi C., Tokito S., Tsutsui T., et al. Electroluminescence in organic films with three-layer structure. Japanese Journal of Applied Physics, 1988, 27: L269 - L271.

[108] C. Adachi, Tsutsui T., Saito S.. Organic electroluminescent device having a hole conductor as an emitting layer. Appl. Phys. Lett, 1989, 55 (15): 1489 - 1491.

[109] Adachi C., Tsutsui T., Saito S.. Blue light-emitting organic electroluminescent devices. Appl. Phys. Lett., 1990, 56: 779 - 781.

[110] Burroughes J. H., Bardley D. D. C., Brown A. R., et al. Light emitting diodes based on conjugated polymers. Nature, 1990, 347: 539 - 541.

[111] Greenham N. C., Moratti S. C., Bradley D. D. C., et al. Efficient light-emitting diodes based on polymers with high electron affinities. Nature, 1993, 365 (6293): 628 - 630.

[112] He G., Schneider O., Qin D., et al. Very high-efficiency and low voltage phosphorescent organic lightemitting diodes based on a p-i-n junction. J. Appl. Phys., 2004, 95: 5773 - 5777.

[113] 张兆祥, 张耿民, 侯士敏, 刘惟敏. 碳纳米管的薄膜场发射. 真空科学与技术, 2003, 23 (1): 27 - 32.

[114] Zhu W., Koehanshi G. P., Jin S., et al. Electric field emission from chemical vapor deposited diamond. J Vac Sci Technol, 1996, B14 (3): 2011 - 2019.

[115] Lee C. J., Lee T. J., Lyu S. C., et al. Field Emission from well-aligned zinc oxide nanowires grown at low temperature. Appl Phys Lett, 2002, 81 (19): 3648 - 3650.

[116] 徐炎章, 王素宝. 王选和汉字激光照排系统. 工程研究, 2007, 3 (00): 142 - 144.

[117] 龙霓东, 龙亚东. 光电信息材料. 空军工程大学学报 (自然科学版), 2001, 2 (5): 55 - 56.

[118] 林福宗. 多媒体技术基础 (第3版). 北京: 清华大学出版社, 2009.

[119] 刘崧, 戚小平, 钟双英. CCD 摄像机原理及应用. 中国有线电视, 2005 (14): 1417 - 1419.

[120] Robert M. Gagliardi and Sherman Karp. 光纤通信技术与应用 (第1版). 北京: 电子工业出版社, 1998.

[121] 吴培桂, 陈莹莹, 张光钧. 绿色热处理工艺——激光热处理. 金属热处理, 2010, 35 (12): 29 - 31.

[122] 陈家璧. 激光原理及应用 (第2版). 北京: 电子工业出版社, 2009.

[123] 阎吉祥, 龚顺生. 刘智深. 环境监测激光雷达. 北京: 科学出版社, 2001.

[124] 余宗敏, 蔡传能. 未来战场的攻防新锐——激光武器. 飞航导弹, 2005 (2): 62 - 64.

[125] 马喆, 刘海军, 陈伟. 关于发展战术防空激光武器的思考. 现代防御技术, 2011, 39 (6):



1-7.

- [126] 李叶. 空基与天基激光武器. 军事技术, 2000 (8): 51-53.
- [127] 余晓晖, 胡云飞, 杨川. 输尿管镜下钬激光碎石与气压弹道碎石治疗输尿管结石的临床疗效比较. 临床外科杂志, 2010, 18 (11): 741-742.
- [128] 吴健康, 肖锦玉. 计算机视觉基本理论和方法. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1993.
- [129] 吴立德. 计算机视觉. 上海: 复旦大学出版社, 1993.
- [130] 贾云得. 机器视觉. 北京: 科学出版社, 2000.
- [131] 迟健男. 视觉测量技术. 北京: 机械工业出版社, 2011.
- [132] 唐向阳, 张勇, 李江有, 等. 机器视觉关键技术的现状及应用展望. 昆明理工大学大学学报 (理工版), 2004, 29 (2): 36-39.
- [133] Ramesh J, Rangachar K, Brian G S. Machine Vision. 北京: 机械工业出版社, 2003.
- [134] Davies E R. Machine Vision: Theory, Algorithm, Practicalities (Third Edition). 北京: 人民邮电出版社, 2009.
- [135] <http://zonghe.17xie.com/book/10199140/>.
- [136] 章毓晋. 计算机视觉教程. 北京: 人民邮电出版社, 2011.
- [137] 金伟其, 胡威捷. 辐射度、光度与色度及其测量. 北京: 北京理工大学出版社, 2006.
- [138] 郭秀艳, 杨治良. 基础实验心理学. 北京: 高等教育出版社, 2005.
- [139] 姚军财, 石俊生, 杨卫平, 申静, 黄小乔. 人眼对比度敏感视觉特性及模型研究. 光学技术, 2008, 35 (3): 334-337.
- [140] 范志刚, 左保军, 张爱红. 光电测试技术 (第2版). 北京: 电子工业出版社, 2010.
- [141] 付小宁, 等. 光电探测技术与系统. 北京: 电子工业出版社, 2010.
- [142] 高岳, 王霞, 王吉晖, 高雅允. 光电检测技术与系统 (第2版). 北京: 电子工业出版社, 2009.
- [143] <http://www.microvision.com.cn/>.
- [144] <http://www.china-vision.com.cn/>.
- [145] http://www.microimage.com.cn/xwjs/2010/0723/article_2429.html.
- [146] <http://www.optmv.com/>.
- [147] http://www.tswvideo.com/caijika/caijika_91.html.
- [148] 赵远, 张宇. 光电信号检测原理与技术. 北京: 机械工业出版社, 2005.
- [149] 冯其波. 光学测量技术与应用. 北京: 清华大学出版社, 2008.
- [150] 金国藩, 李景镇. 激光测量学. 北京: 科学出版社, 1998.
- [151] 李朝辉, 张弘. 数字图像处理及应用. 北京: 机械工业出版社, 2009.
- [152] (日) 田村秀行. 计算机图像处理. 北京: 科学出版社, 2004.
- [153] 阮秋琦. 数字图像处理学. 北京: 电子工业出版社, 2004.
- [154] 袁祥辉. 固体图像传感器及其应用. 重庆: 重庆大学出版社, 1992.
- [155] 蔡文贵, 李永远. CCD技术及应用. 北京: 电子工业出版社, 1992.
- [156] 王庆有. CCD应用技术. 天津: 天津大学出版社, 2000.
- [157] 董士海, 等. 图像格式编程指南. 北京: 清华大学出版社, 1994.
- [158] 凯伊 (美). 柏东译. 图形图像文件格式大全. 北京: 学苑出版社, 1994.
- [159] Shannon C E. A mathematical theory of communication. Bell System Technical Journal, 1948, 27: 379-423.
- [160] Gonzalez R C, Woods R E. Digital Image Processing. Addison-Wesley, 1992.
- [161] Gonzalez R C. 数字图像处理 (英文版). 北京: 电子工业出版社, 2002.
- [162] Milan Sonka, Vaclav Hlavac, Roger Boyle 著. 艾海舟, 武勃, 等译. 图像处理分析与机器视觉 (第2版). 北京: 人民邮电出版社, 2003.



- [163] 张铮, 王艳平, 薛桂香. 数字图像处理与机器视觉——Visual C++与 Matlab 实现. 北京: 人民邮电出版社, 2010.
- [164] 彭真明, 等. 光电图像处理及应用. 北京: 电子科技大学出版社, 2008.
- [165] 杨淑莹, 任翠池, 张成, 等. 基于机器视觉的齿轮产品外观缺陷检测. 天津大学学报, 2007, 40(9): 1111–1114.
- [166] 孙秋成. 基于机器视觉的轴径测量. 吉林大学博士学位论文, 2010.
- [167] 郝继贵, 于之靖. 视觉测量原理与方法. 北京: 机械工业出版社, 2012.

反侵权盗版声明

电子工业出版社依法对本作品享有专有出版权。任何未经权利人书面许可，复制、销售或通过信息网络传播本作品的行为，歪曲、篡改、剽窃本作品的行为，均违反《中华人民共和国著作权法》，其行为人应承担相应的民事责任和行政责任，构成犯罪的，将被依法追究刑事责任。

为了维护市场秩序，保护权利人的合法权益，我社将依法查处和打击侵权盗版的单位和个人。欢迎社会各界人士积极举报侵权盗版行为，本社将奖励举报有功人员，并保证举报人的信息不被泄露。

举报电话：(010) 88254396；(010) 88258888

传 真：(010) 88254397

E-mail: dbqq@phei.com.cn

通信地址：北京市万寿路173信箱

电子工业出版社总编办公室

邮 编：100036



欢迎登录 **免费** 获取本书教学资源
<http://www.hxedu.com.cn>



全国高等院校仪器仪表及自动化类“十二五”规划教材

传感器原理与工程应用
PLC——从原理到应用程序设计
控制工程基础
微处理器及应用
现代仪器设计
动态测试技术与应用（第2版）
精密机械设计
微弱信号检测与应用
网络技术与应用
单片机原理与应用
仪器制造工艺学
测试系统设计原理及应用
信号分析与处理
视觉测量技术基础
自动控制原理
互换性与测量技术
测控技术与仪器专业英语
可编程控制器与电气控制技术
信号与系统
控制系统原理与MATLAB仿真实现
光电子技术基础
测控电路设计与应用
计量与测试技术基础
智能仪器
智能检测与控制技术

策划编辑：郭穗娟

责任编辑：刘真平

封面设计：一克米工作室



ISBN 978-7-121-21782-1



9 787121 217821 >

定价：45.00元